

551.5
Ф50

А. М. БОРОВИКОВ, И. И. ГАЙВОРОНСКИЙ,
Е. Г. ЗАК, В. В. КОСТАРЕВ, И. П. МАЗИН,
В. Е. МИНЕРВИН, А. Х. ХРГИАН,
С. М. ШМЕТЕР

ФИЗИКА ОБЛАКОВ

Под редакцией
А. Х. ХРГИАНА



ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

ЛЕНИНГРАД · 1961

АННОТАЦИЯ

В монографии «Физика облаков» подводятся итоги современных исследований, советских и зарубежных, о происхождении, развитии и структуре облаков, их форме, связях с синоптическими условиями, а также рассматриваются современные методы их исследования. Монография содержит подробные данные об образовании и свойствах микроскопических элементов облака; главное внимание уделено макрофизическим свойствам облаков — их положению в пространстве, движению, связи с термодинамической структурой атмосферы, с ее общей циркуляцией, циклонической деятельностью и пр. Затрагиваются также вопросы об условиях полета в облаках. Одна из глав посвящена обзору имеющихся методов искусственного воздействия на облака.

Книга предназначена для метеорологов, работников службы прогнозов и авиации и других специалистов.

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
Глава I. Элементарные процессы облакообразования. Возникновение облака	5
§ 1. Основы теории конденсации водяного пара	6
§ 2. Конденсация в естественных условиях в атмосфере	8
§ 3. Ядра конденсации	10
§ 4. Метеорологические ядра конденсации	12
§ 5. Источники и природа ядер конденсации	16
§ 6. Классическая теория конденсационного роста и испарения капель и кристаллов	19
§ 7. Некоторые уточнения к теории конденсации	23
§ 8. Температура капель облака	30
§ 9. Коагуляция капель	33
§ 10. Образование твердой фазы. Проблема сублимации	45
§ 11. Форма и рост кристаллов льда в атмосфере	51
§ 12. Замерзание капель	64
§ 13. Ядра замерзания	71
Глава II. Микроструктура облаков	79
§ 14. Фазовое состояние облаков	79
§ 15. Размеры элементов капельных слоистообразных и фронтальных облаков	82
§ 16. Связь микроструктуры облаков с их формой	84
§ 17. О репрезентативности средних характеристик облаков	92
§ 18. Микроструктура кучевых облаков	93
§ 19. Эмпирические формулы, представляющие спектр распределения облачных капель	98
§ 20. Водность облаков	103
§ 21. Повторяемость различных значений водности	109
§ 22. Зависимость водности от расстояния над нижней границей облака	116
§ 23. Химизм облаков и осадков	123
§ 24. Микроструктура кристаллических (ледяных) облаков	134
§ 25. Микроструктура смешанных облаков	144
Глава III. Макропроцессы образования облаков и классификация облачных форм	146
Принципы классификации	146
Описание основных форм облаков	151
Глава IV. Кучевые (конвективные) облака	155
§ 26. Условия устойчивости в атмосфере и их связь с образованием конвективных облаков	155
§ 27. Синоптические условия развития конвективных облаков	163

	Стр.
§ 28. Происхождение кучевых облаков	168
§ 29. Строение кучевых облаков	177
§ 30. Движения в кучевых облаках	188
§ 31. Турбулентность в кучевых облаках	197
§ 32. Теория конвективных облаков, по Л. Н. Гутману	199
§ 33. Осадки из кучевых облаков	201
Глава V. Слоистообразные облака	205
§ 34. Некоторые исторические замечания. Развитие представлений о структуре слоистообразных облаков	205
§ 35. Высоты и мощность слоистообразных облаков	208
§ 36. Распределение температуры	213
§ 37. Распределение влажности	216
§ 38. Микроструктура облаков Sc — St	217
§ 39. Осадки из слоистообразных облаков	219
§ 40. Турбулентность	221
§ 41. Форма нижней и верхней поверхности слоистообразных облаков	223
§ 42. Адвекция теплого воздуха	226
§ 43. Некоторые теоретические соображения о трансформации влажности	229
§ 44. Волнистая структура в слоистообразных облаках	231
§ 45. Ячейковая циркуляция в облаках	234
Глава VI. Высоко-слоистые и высоко-кучевые облака	237
§ 46. Высота, мощность и микроструктура As и Ac	237
§ 47. Формы высоко-слоистых облаков	239
§ 48. Формы высоко-кучевых облаков	240
Глава VII. Фронтальные облака	247
§ 49. Пространственная структура облачных систем теплого фронта	251
§ 50. Развитие облачной системы теплого фронта	257
§ 51. Облачность окклюдированных фронтов	260
§ 52. Облачные системы холодного фронта	262
§ 53. Распределение метеорологических элементов во фронтальных облаках	268
§ 54. Микроструктура облаков Ns — As	271
Глава VIII. Перистые облака	278
§ 55. Высота, мощность и горизонтальная протяженность перистых облаков	278
§ 56. Условия образования перистых облаков	283
§ 57. Конденсационные следы за самолетами	294
§ 58. Микроструктура перистых облаков	301
§ 59. Перламутровые облака	305
§ 60. Серебристые облака	307
Глава IX. Обледенение самолетов	311
§ 61. Физические закономерности обледенения	311
§ 62. Коэффициент захвата	314
§ 63. Коэффициент намерзания β	320
§ 64. Обледенение скоростных самолетов	327
§ 65. Обледенение в облаках различных форм	328
Глава X. Искусственные воздействия на облака и туманы	334
§ 66. Краткий исторический обзор	334
§ 67. Краткие данные о природе действия твердой углекислоты на переохлажденные облака и туманы	338
§ 68. Природа действия некоторых иодидов на переохлажденные облака и туманы	347

	Стр.
§ 69. Применение распыленной воды и гигроскопических растворов в качестве реагентов для воздействия на облака и туманы . . .	350
§ 70. Практические методы воздействия на переохлажденные облака и туманы	352
§ 71. Некоторые результаты опытов воздействия на облака и туманы	362
Г л а в а XI. Методы наблюдения облаков	375
§ 72. Определение высоты облаков	376
§ 73. Аэростатные наблюдения облаков	377
§ 74. Самолетные наблюдения облаков	379
§ 75. Фотографирование облаков	382
§ 76. Наблюдение микроструктуры облаков	388
§ 77. Методы определения водности	402
§ 78. Радиолокационные методы исследования облаков	415
§ 79. Элементы теории радиолокационного обнаружения облаков	417
§ 80. Методы радиолокационного наблюдения облаков	420
§ 81. Определение водности облаков	426
Литература	435



ПРЕДИСЛОВИЕ

Исследование облаков в последнее десятилетие занимает большое место в физике атмосферы. Во многих институтах в Советском Союзе и за рубежом, на различных научных конференциях и в литературе обсуждаются вопросы строения облаков и происходящие в них физические процессы. К изучению их привлечены представители многих смежных областей науки и техники.

Причины этого общего интереса достаточно очевидны. Прогноз облаков был всегда трудной задачей для синоптика. Облака до сих пор создают наибольшие затруднения в работе авиации. При гидродинамическом прогнозе погоды, уже широко применяемом в настоящее время, влияние процессов конденсации пока не удается учесть из-за их малой изученности. Наконец, в последние годы человеку удалось осуществить свою старую мечту — воздействие на облака и осадки методами, основанными на изучении физических свойств облаков.

За истекшее десятилетие аэрологи прежде всего подробно исследовали микроструктуру облаков, о которой до тех пор было известно очень мало. Изучению микроструктуры и связанных с ней свойств облаков в значительной мере посвящена и книга Б. Мейсона «Физика облаков» (Оксфорд, 1957, русский перевод: Гидрометеиздат, Л., 1961). И хотя эта группа исследований еще далеко не закончена, сейчас наметилась новая фаза развития науки об облаках — когда главное внимание переносится на макрофизику, на крупномасштабные процессы образования и распада облаков в их связи с движениями атмосферы. Стало ясно, что без более глубокого знания этих процессов нельзя использовать самые надежные сведения о микроструктуре, как нельзя без этих последних понять механизм образования осадков в различных формах облаков.

И прогноз облачности, и запросы авиации, и организация воздействий на облака также требуют изучения форм облаков, их развития и движения и их связи с большими атмосферными потоками.

В предлагаемой книге авторы попытались объединить важнейшие современные теории и экспериментальные данные о ма-

кросструктуре и микроструктуре облаков, связав их с другими физическими процессами в атмосфере. Собранные многими учеными в СССР и других странах, эти данные не всегда однородны и не во всем согласуются между собой. Авторы попытались объединить их, опираясь на опыт длительного и довольно систематического изучения облаков в ряде институтов нашей страны, в первую очередь в Центральной аэрологической и в Главной геофизической обсерваториях.

Нам казалось необходимым дополнить книгу кратким описанием современных методов изучения облаков, некоторых приборов и их теории. Именно в связи с этим оптические явления в облаках, так же как и их электрические свойства по отношению к распространению электромагнитных волн, трактуются в настоящей книге прежде всего как способ для более подробного и глубокого изучения общей аэрологической и физической структуры облаков. Этим книга отличается, например, от монографии Брикара «Physique des nuages» (1953 г.) значительное место в которой отведено рассмотрению самих электрических и оптических явлений в облаках.

Предлагаемая книга предназначена как для метеорологов, так и для других специалистов, имеющих дело с изучением атмосферы, в особенности для работников авиации. По этой причине, в частности, включена гл. IX об обледенении самолетов и зависимости обледенения от физических свойств и структуры облаков.

Глава I написана Е. Г. Зак и И. П. Мазиным, гл. II—А. М. Боровиковым, В. Е. Минервиным, А. Х. Хргианом и С. М. Шметером, гл. III, V, VI—А. Х. Хргианом, гл. IV—А. Х. Хргианом и С. М. Шметером, гл. VII—Е. Г. Зак, гл. VIII—А. М. Боровиковым, гл. IX—И. П. Мазиным, гл. X—И. И. Гайворонским, гл. XI—В. В. Костаревым, В. Е. Минервиным и А. Х. Хргианом.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Л. Т. Матвееву и А. М. Баранову, читавшим книгу в рукописи, за большое число ценных критических замечаний, принесших большую пользу при окончательном редактировании книги.

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ ОБЛАКООБРАЗОВАНИЯ. ВОЗНИКНОВЕНИЕ ОБЛАКА

В состав земной атмосферы наряду с другими газами входит водяной пар, который играет совершенно особую роль в жизни атмосферы.

В то время как азот, кислород и благородные газы имеются в атмосфере в неизменном количестве, содержание водяного пара меняется в весьма широких пределах. Он может переходить при этом в жидкую или твердую фазу и может взаимодействовать с поверхностью суши и моря, с которых вода испаряется и куда она выпадает снова в виде осадков.

При температурах, наблюдаемых в атмосфере, могут существовать все три агрегатных состояния воды. С другой стороны, водяной пар способен насыщать пространство. Все это обуславливает непрерывный круговорот воды в атмосфере. Возникающий при испарении с поверхности морей и увлажненной суши водяной пар распределяется в атмосфере восходящими и горизонтальными течениями воздуха и турбулентностью.

Как уже было сказано выше, одним из звеньев круговорота воды является конденсация пара и формирование облаков. Однако даваемое иногда определение облака как продукта конденсации водяного пара надо расширить. Строго говоря, первичным продуктом конденсации являются облачные элементы — капли воды. Эти элементарные капли непрерывно изменяются — возникают, растут, испаряются, исчезают; их размеры и количество меняются, они сталкиваются, сливаются, замерзают, кристаллизуются. Понятие «облако» объединяет собой совокупность капель и кристаллов, находящихся в непрерывном процессе эволюции. Свойства этой совокупности зависят также от движения уносящего ее воздуха и от происходящих в нем изменений температуры и влажности. В свою очередь изменения температуры в облаке зависят от выделения или поглощения скрытого тепла и от излучения тепла его частицами — процессов, которые могут сами содействовать развитию вертикальных движений в облаке.

Можно условно сказать, что облако само есть процесс или видимое проявление сложного термодинамического процесса. Та-

кое определение означает, что «облако» не является статическим понятием, а наоборот, оно отражает динамику целого комплекса атмосферных явлений.

Элементарными микрофизическими процессами, протекающими в облаке, являются первичная конденсация, рост капель за счет конденсации, коагуляция капель, их замерзание, образование кристаллов, их развитие и выпадение всех этих элементов из облака.

§ 1. ОСНОВЫ ТЕОРИИ КОНДЕНСАЦИИ ВОДЯНОГО ПАРА

Водяной пар представляет собой реальный газ, входящий в систему других газов атмосферы и примесей к ним. Переход его в жидкую фазу осуществляется в зависимости от термодинамического состояния этой системы. Согласно теории образования фаз (развитой, в частности, Фольмером [606]), возникновение жидкой фазы в гомогенной (однородной) атмосфере пара осуществляется путем флуктуаций, при которых образуются временные ассоциации из двух или более молекул. Однако при сцеплении молекул освобождается теплота конденсации, и вследствие перегрева большинство ассоциаций вновь разрушается. Устойчивыми могут оказаться лишь достаточно крупные ассоциации большого числа молекул, которые могут при данном пересыщении находиться в равновесии со средой.

Ввиду трудности образования новой фазы переохлажденный (пересыщенный) водяной пар находится в метастабильном состоянии, т. е. может перейти обычную границу устойчивости, при которой он способен существовать в равновесии с новой фазой. Можно считать, что эта метастабильность связана с необходимостью затраты работы для образования зародыша новой фазы, затрачиваемой на преодоление поверхностного натяжения образующейся частицы (капли).

Исходя из этого, Фольмер вслед за Гиббсом принимает работу W , затрачиваемую на образование зародыша новой фазы, за меру устойчивости этого зародыша. Она равна $W = \frac{1}{3} \sigma F$, где σ — удельное поверхностное натяжение, а F — поверхность зародыша. Если считать зародыш шарообразным, то

$$W = \frac{4}{3} \pi \sigma r^2. \quad (1.1)$$

Для устойчивости зародыша необходимо, чтобы он оказался в равновесии с метастабильной фазой, т. е. чтобы радиус его достиг некоторой критической величины ($r = r_{кр}$). Критический радиус $r_{кр}$ определяется из формулы Гиббса — Фольмера в функции пересыщения

$$r_{кр} = \frac{2\sigma M}{\rho_w RT \ln \left(\frac{e_r}{e_s} \right)}, \quad (1.2)$$

где e_r — упругость пара над поверхностью капли радиусом r , e_s — упругость насыщенного пара над плоской поверхностью конденсированной фазы при температуре T , $\frac{e_r}{e_s}$ — пересыщение, ρ_w — плотность конденсированной фазы, M — молекулярный вес, R — газовая постоянная.

Легко видеть, что для начала образования новой фазы обязательен переход метастабильной границы или со стороны давле-

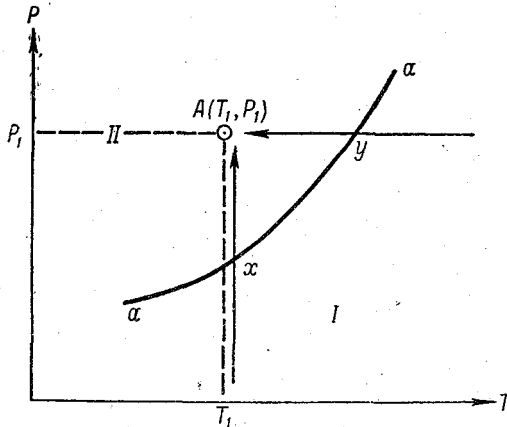


Рис. 1. Диаграмма образования новой фазы (по Фольмеру).

P — давление, T — температура, $a-a$ — метастабильная граница, I — старая фаза, II — новая фаза. A — точка образования новой фазы, xA — пересыщение, yA — переохлаждение.

ния пара, или со стороны температуры, т. е. пересыщение или переохлаждение. Так, если на рис. 1 линия $a-a$ представляет собой метастабильную границу между фазами I и II , то при изменении упругости пара e при постоянной температуре T_1 линия значений e пересечет метастабильную границу в точке x и новая фаза II появится в точке A при значении $e=e_1$. Точно так же, если при постоянной упругости e_1 изменять температуру, то метастабильная граница будет пересечена в точке y . Новая фаза образуется при температуре T_1 в той же точке. Возможно и одновременное изменение обоих факторов e , T . Положение точки A однозначно определяется отношением $\frac{e_2}{e_1}$.

Согласно Фольмеру, роль обоих факторов аналогична, и он вводит обобщающее понятие «превышение» (Überschreitung). Внутри однородной чистой фазы появление новой фазы сразу по достижении метастабильной границы невозможно. Для этого необходимо превышение.

Из уравнений (1.1) и (1.2) определяется величина работы в зависимости от степени пересыщения, т. е. при $r=r_{кр}$

$$W = \frac{16\pi\sigma^3 M^2}{3\rho_w^2 R^2 T^2 \ln^2\left(\frac{e_r}{e_s}\right)}. \quad (1.3)$$

Фольмер на основании статистических соображений предположил, что вероятность образования новой фазы, или, что то же самое, число I образующихся в единицу времени зародышей новой фазы, пропорциональна величине $e^{-\frac{W}{kT}}$, где k — постоянная Больцмана. Тогда мы имеем

$$I = A e^{-\frac{W}{kT}}. \quad (1.4)$$

Из формулы (1.4) видно, что величина I становится заметной лишь тогда, когда W имеет порядок kT . Коэффициент A термодинамически неопределенен. Он вычислялся различными способами на основании кинетической теории газов Фаркасом и Каишевым со Странским.

Приняв для водяного пара величину $A=10^{25}$, Фольмер вычислил скорость образования зародышей для различных величин пересыщения. Для $e_r/e_s=2$, т. е. для двукратного пересыщения, получилось $I=10^{-69}$. Это означает, что в 1 см^3 возникает один зародыш в течение 10^{62} лет. При четырехкратном пересыщении $I\approx 1$, и, таким образом, спонтанная конденсация в гомогенной среде пара возможна лишь при наличии более чем четырехкратного пересыщения.

К такому же выводу о необходимости высоких пересыщений мы приходим, следуя теории ассоциаций молекул газа М. П. Вукаловича и И. И. Новикова. В. Я. Никандров [158], опираясь на эту теорию, рассчитал вероятность образования в атмосфере многомолекулярных агрегатов с размерами, приближающимися к критическим. Он показал, что для спонтанной конденсации, путем перехода от ассоциаций, нижним пределом пересыщения оказывается восьмикратное пересыщение. В естественных условиях агрегаты не могут вырасти до критических размеров.

Действительно, опыты в камере Вильсона показали, что в системе воздух — водяной пар, без посторонних примесей, образование тумана происходит при адиабатическом расширении более 1,38, что соответствует восьмикратному пересыщению.

§ 2. КОНДЕНСАЦИЯ В ЕСТЕСТВЕННЫХ УСЛОВИЯХ В АТМОСФЕРЕ

Из многочисленных аэрологических наблюдений, а также из теоретических расчетов хорошо известно, что больших пересыщений в облаках не существует. По данным Н. С. Шишкина [247], даже внутри конвективных облаков пересыщение в восходящем потоке составляет лишь сотые доли процента. Отсюда следует, что спонтанная конденсация водяного пара в однородной (гомогенной) атмосфере невозможна и что в условиях атмосферы дол-

жен существовать иной механизм фазового перехода водяного пара. Он должен происходить не в гомогенной среде, а в гетерогенной — содержащей посторонние примеси. Отсюда становится необходимой гипотеза о так называемых ядрах конденсации.

Согласно этой гипотезе, в среде воздух — водяной пар всегда присутствуют примеси в виде твердых или жидких частичек, или так называемые тяжелые ионы, размеры которых близки к критическим размерам зародышей новой фазы. Эти твердые частицы в среде водяного пара спонтанно покрываются водяной пленкой, а растворимые частицы превращаются в каплю раствора. И в том и в другом случае молекулы водяного пара будут конденсироваться на готовой жидкой поверхности сравнительно крупного зародыша. При этом отпадает необходимость затраты энергии на образование первичной ассоциации молекул, а нужна лишь затрата ее на рост капель от размеров ядра конденсации до достижения равновесия со средой.

Согласно уравнению (1.1), при спонтанной конденсации затрачивается работа $W = \frac{4\pi\sigma r^2}{3}$. Из этой затраты работа W_0 расходовалась бы на образование ассоциации молекул радиусом r_0 , т. е. $W_0 = \frac{4\pi\sigma r_0^2}{3}$.

Таким образом, на рост зародыша на ядре конденсации от радиуса r_0 до критического радиуса $r_{кр}$ затратится работа

$$W_1 = \frac{4}{3} \pi \sigma (r_{кр}^2 - r_0^2). \quad (2.1)$$

Каждому постороннему ядру радиусом r_0 соответствует определенное пересыщение $\frac{e_0}{e_\infty} = \exp\left(\frac{2\sigma M}{\rho_w R T r_0}\right)$, при котором работа ядрообразования W_0 близка к 0, т. е. на таком ядре конденсация может происходить спонтанно при данном $\frac{e_0}{e_\infty}$. Величина пересыщения зависит также и от наличия растворенного вещества. Известно, что в этом случае

$$\ln \frac{e_r}{e_s} = \ln \frac{N}{N + N'} + \frac{2\sigma M}{\rho_w R T r}, \quad (2.2)$$

где N и N' — соответственно числа молекул растворителя и растворенного вещества. В табл. 1 приведены величины $r_{кр}$ для частиц NaCl и для твердых микроскопических частиц, находящихся в равновесии при данном $\frac{e_r}{e_s}$.

Таблица 1

		Критический радиус (10^{-7} см)								
		$\frac{e_r}{e_s}$	0,8	0,85	0,90	0,95	1,00	1,02	1,05	1,10
Ядра	{	гигроскопические	25	12	9,7	7,2	6,2	5,8	5,5	5,0
		негигроскопические						50	21	12

Нижняя граница размеров ядер конденсации в атмосфере, по-видимому, близка 10^{-6} см, т. е. 0,01 μ .

Прежде полагали, что могут иметь место условия, при которых отсутствие соответствующих ядер конденсации может препятствовать образованию облаков. Однако в настоящее время многочисленные наблюдения показали, что в атмосфере всегда присутствуют ядра таких размеров и в таком количестве, что образование облака всегда наблюдается при очень малых пересыщениях, не более $\approx 1\%$.

Возможны следующие типы частиц, способных при соответствующих условиях стать ядрами конденсации.

1. Твердые частицы, нерастворимые и несмачиваемые. Частицы пыли, осколки песчинок, кварца, угля и т. п. долгое время считали непригодными для конденсации. В 1936 г. Юнге [405] экспериментально показал, что осуществление конденсации водяного пара на них возможно, но для этого требуются весьма большие пересыщения. В атмосферных условиях роли ядер конденсации они, по-видимому, не играют.

2. Твердые частицы, нерастворимые, но смачиваемые. Такие частицы, как показал в 1942 г. Валл [613], спонтанно адсорбируют воду и в зависимости от существующей влажности и степени смачиваемости покрываются одним или несколькими молекулярными слоями воды. Если частицы имеют неправильную форму или рыхлую структуру, то в углублениях и порах происходит так называемая капиллярная конденсация или адсорбция, даже при недосыщении. Хотя в строгом смысле слова такая адсорбция воды и не является конденсацией, однако при чрезвычайно малых размерах ядер граница между этими видами отложения воды стирается.

3. Капли растворов. В атмосфере, содержащей водяной пар, твердые растворимые гигроскопические частицы быстро превращаются в капли растворов. Это наиболее важная группа ядер конденсации.

§ 3. ЯДРА КОНДЕНСАЦИИ

Впервые посторонние частицы в атмосфере обнаружил в 1875 г. Кулье [322]. Вслед за ним Айткен [257] в 1879 г. произвел наблюдения над ядрами конденсации с помощью построенного им счетчика. Айткен обнаружил в воздухе над вершиной горы Риги 434 ядра конденсации в 1 см^3 , а через $\frac{1}{2}$ часа после этого уже $2050/\text{см}^3$, доказав тем самым большую изменчивость концентрации ядер.

Дальнейшие многочисленные наблюдения подтвердили присутствие в атмосфере взвешенных ядер конденсации, подчас в очень высокой концентрации.

Исследованиям атмосферных ядер конденсации с начала

XX в. и до наших дней посвящено весьма большое количество работ (см., например, [446]).

В 1941 г. Симпсон [579] опубликовал сводку измерений концентрации ядер конденсации (табл. 2).

Т а б л и ц а 2

Характер места наблюдения	Число пунктов	Число наблюдений	Средняя концентрация (N в 1 см^3)	Абсолютный	
				максимум	минимум
Город	28	2500	14 700	4 000 000	3500
Сельская местность в глубине континента	25	3500	9 500	336 000	180
Над морем	21	600	940	39 800	2
Горные страны	25	190	950	27 000	6

Наивысшее значение $4 \cdot 10^6$ найдено Шмидтом над г. Веной в 1918 г.

В суточном ходе максимум N наблюдается, как показал И. И. Гайворонский, в Долгопрудной [45] около 18 час., а в годовом N растет летом и убывает зимой.

Концентрация ядер конденсации меняется в зависимости от близости к источникам их возникновения, от направления и силы ветра, от турбулентности и пр.

Виганд обратил внимание на быстрое убывание числа ядер конденсации с высотой и указал, что на высоте 2000 м число ядер составляет лишь $\frac{1}{10}$ их количества близ поверхности земли, а на уровне 8500 м оно уменьшается в 10^4 раз. Виганд полагал также, что воздух над облаками особенно беден ядрами. Это подтвердил и В. А. Зайцев [72], производивший в 1948 г. измерения ядер конденсации близ Ленинграда с помощью счетчика ядер Шольца, установленного на самолете. Он показал, что число ядер N_z убывает с высотой z по закону $N_z = N_0 e^{-az}$, где N_0 — число ядер конденсации у земли. Под слоями инверсий число ядер увеличивается. В. А. Зайцев нашел также, что в облаках концентрация ядер убывает быстрее. Над вершинами кучевых облаков остается не более 5% первоначального числа ядер.

При измерениях Ота [512] в 1949 г. в Японии в пунктах, расположенных на различных высотах на склонах горы Фудзияма, также обнаружилось убывание концентрации ядер с высотой по экспоненциальному закону. Юнге [406] в 1951 г. привел таблицу среднего распределения ядер конденсации по высоте в свободной атмосфере на основании 28 подъемов аэростатов (табл. 3).

Т а б л и ц а 3

Высота (км) . . .	0—0,5	0,5—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5 и более
Концентрация (N в 1 см^3) . . .	22 300	11 000	2500	780	340	170	80

Поскольку ядра конденсации переносятся вверх восходящими токами, концентрация ядер связана с синоптическим положением. Так, в антициклональных условиях, когда обычно отсутствуют восходящие токи и нет большого вертикального перемешивания, падение концентрации ядер с высотой происходит очень резко. Особенно мало ядер оказывается над антициклональными инверсиями. В то же время под инверсией наблюдается максимальное количество ядер, иногда обнаруживаемое по появлению мглы.

В циклонических областях восходящие токи увлекают ядра конденсации вверх, понижая их концентрацию у земли. Однако тем не менее падение концентрации с высотой также имеет место, хотя и в меньшей степени, из-за вымывания ядер конденсации осадками. Это хорошо обнаруживается по данным наблюдений Н. С. Смирнова, Н. Н. Танцовой и И. И. Шапошниковой в 1954 г. (табл. 4).

Таблица 4

Уменьшение концентрации ядер вблизи земной поверхности в связи с осадками, по сезонам [198]

Сезон	Концентрация (1000/см ³)		Разность	
	средняя	средняя во время или после осад- ков	1000/см ³	%
Зима . . .	10,5	9,8	0,7	7
Весна . . .	17,8	10,4	7,4	41
Лето . . .	8,9	4,9	4,0	45
Осень . . .	6,9	4,4	2,3	36
За год . .	9,2	6,1	3,1	34

Согласно табл. 4, выпадение осадков уменьшает число ядер конденсации в среднем за год на 34%, а летом даже на 45%. Наименьшее влияние оказывает снегопад (зимний сезон).

Отметим в заключение, что в связи с влиянием конвекции на перенос ядер на высотах наблюдается суточный ход ядер конденсации. Так, по упомянутым наблюдениям Ота, максимум концентрации ядер имеет место после полудня, минимум — ночью и рано утром. В горах суточный ход выражен резче, чем в свободной атмосфере, очевидно, вследствие более сильной конвекции.

§ 4. МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЕ ЯДРА КОНДЕНСАЦИИ

Приведенные выше данные о количестве ядер конденсации и об их распределении в атмосфере получены с помощью счетчиков Айткена или Шольца и относятся к ядрам с весьма широким

спектром размеров — от 10^{-7} до 10^{-3} см. Эти данные, однако, получены с помощью приборов при большом адиабатическом расширении и многократных пересыщениях засасываемого воздуха. Они отнюдь не соответствуют действительному числу ядер, принимающих участие в атмосферной конденсации в естественных условиях. Большая часть ядер, около 90%, активизирующихся в счетчиках, не может играть роли в атмосферной конденсации.

При пересыщениях, имеющих место в атмосфере в процессе конденсации, участвует не более 10% всех ядер, наблюдающихся в счетчиках. Активными ядрами в атмосфере являются наиболее крупные гигроскопические ядра, допускающие конденсацию при пересыщениях, не превышающих 1%. Согласно табл. 1, радиусы таких ядер должны быть больше 10^{-5} см. Так, например, Райт [631] обработал пятилетний ряд измерений видимости в Ирландии и получил среднее значение радиуса взвешенных частиц $r=5 \cdot 10^{-5}$ см при влажности 78%. Из наблюдений за ослаблением ультрафиолетовой радиации Г. П. Гуцин нашел, что эффективный радиус частиц атмосферного аэрозоля имеет порядок 0,3 μ , а число их — $0,2-1,1 \cdot 10^2$ см $^{-3}$ [56].

Именно ядра конденсации с радиусами более 0,1 μ представляют наибольший интерес для изучения облаков. В последнее время их называют метеорологическими ядрами конденсации.

Только недавно (примерно с 1950 г.) появились новые методы непосредственного улавливания и измерения ядер конденсации. Эти методы позволили изучить крупные ядра конденсации и привели также к открытию наиболее крупных, так называемых «гигантских» ядер. Большинство этих методов основано на улавливании частиц на пластинку, выставленную в потоке воздуха при полете на самолете, аналогично методу улавливания облачных капель. Первыми применили такой метод Вудкок и Джиффорд (США) в 1949 г. [629]. Они собирали ядра конденсации на стеклянную пластинку, покрытую несмачиваемой пленкой окиси магния. Ядро, ударяясь о пленку, оставляло в ней отверстие, по диаметру которого можно было определить размер ядра. Из-за условий обтекания (см. гл. IX, § 62) метод позволяет наблюдать только крупные ядра с $r > 5 \cdot 10^{-5}$ см. Таким образом удалось выделить метеорологические ядра конденсации. Концентрация этих ядер над океаном оказалась равной $1-10/\text{см}^3$ и над сушей — $10-200/\text{см}^3$ (табл. 5).

При наблюдениях обнаружилось также существование очень крупных ядер с радиусом, достигающим 10^{-3} см [409], [410], т. е. близких по величине к средним облачным каплям. Концентрация таких ядер, получивших название гигантских, во много раз меньше концентрации крупных капель. Она составляет всего ≈ 1 на литр, или $10^{-3}/\text{см}^3$. Обнаружение гигантских ядер представляет весьма большой интерес в связи с коагуляционной теорией

возникновения осадков¹. Согласно этой теории, для развития осадков из чисто водяных облаков требуется наличие в облаках некоторого числа очень крупных капель. Такие капли с радиусом порядка 100 μ могут образовываться именно при конденсации на гигантских ядрах.

Таблица 5

Спектр размеров ядер конденсации и их средняя концентрация

Размер ядра (см)	Ядра конденсации	Средняя концентрация		Характеристика ядер
		над сушей	над морем	
$5 \cdot 10^{-7} < r \leq 2 \cdot 10^{-5}$	Айткена	150 000/см ³	1000/см ³	Активизируются только в счетчиках, основанных на адиабатическом расширении. Составляют преимущественную часть ядер, активных при атмосферной конденсации. Особенно крупные частицы кристаллов NaCl или капли раствора. Капли насыщенного солевого раствора, на которых формируются наиболее крупные облачные капли.
$2 \cdot 10^{-5} < r \leq 10^{-4}$	Метеорологические	100—200/см ³	1—10/см ³	
$10^{-4} < r \leq 10^{-3}$	Гигантские	30—50/л		
$> 10^{-3}$		2—10/м ³		

Некоторое видоизменение описанного метода представляет собой метод Крозье и Сили [324]. Эти исследователи улавливали частицу на желатин, соответствующим образом обработанный. В желатине вокруг каждой уловленной частицы образуется гало, радиус которого в 8,5 раза больше радиуса частицы. Эффективность захвата при этом для крупных частиц порядка 10 μ составляла 100%, а для частиц с радиусом 1 μ падала до 70%. Рейтан и

¹ Коагуляционная теория осадков в зарубежной литературе связывается с именами Лэнгмюра и Ладлама-Боуэна. В Советском Союзе подобная теория успешно развивается Н. С. Шишкиным.

Брейам в 1954 г. [545] показали, что этот метод надежен лишь для частиц с радиусом более 10μ (10^{-3} см) и, следовательно, позволяет выделить как раз гигантские ядра конденсации. Исходя из того, что гигантские ядра конденсации представляют собой частицы NaCl, эти авторы применили счетчик натриевых вспышек Воннегата.

Оригинальный метод, позволяющий измерять и изучать индивидуальные ядра, разработал Дессан [330] в 1946 г. в обсерватории Пюи-де-Дом. Он улавливал частицы на тончайшие паутинки диаметром 10^{-6} см. После экспонирования на ветру паутинки рассматриваются в микроскоп. Этот метод дает возможность видеть отдельные ядра как в виде твердых частиц, так и капель растворов. Так, Дессан изучил ядра размером от 10^{-4} до 10^{-3} см, их концентрацию, химический состав и эволюцию под влиянием внешних факторов. В 1954 г. Туами [603] применил метод Дессана к наблюдениям на самолете также в целях изучения метеорологических и особенно гигантских ядер конденсации.

В настоящее время имеется уже довольно богатый материал наблюдений над метеорологическими ядрами конденсации, относящийся к различным областям земного шара (Ирландии, Франции, Пакистану, США, Австралии, Экваториальной Африке). Оказалось, что число метеорологических ядер очень изменчиво и что концентрация их на несколько порядков меньше концентрации мелких ядер, наблюдавшихся Айткеном и др.

Примером того, насколько концентрация гигантских ядер зависит от их размеров, могут служить приведенные в табл. 6 измерения Дессана в степном районе Экваториальной Африки [334].

Таблица 6

Концентрация гигантских ядер конденсации в зависимости от размеров, по измерениям 17 июля 1955 г. в Экваториальной Африке

$r \mu$	6	8	10	12	14	16	18	20	22
N в 1 м^3	1300	660	65	37	11	4	2	2	0,3

В отношении гигантских ядер ($r > 10^{-4}$ см) установлено, что число их вырастает над морем при сильном волнении и ветре. Измерения Рау в 1956 г. [542] на побережье Северного моря показали, что концентрация крупных ядер хлористого натрия с радиусом более $0,1 \mu$ доходит иногда до 10—12 частиц на 1 см^3 , но в среднем даже над морем она значительно ниже. Максимальный размер гигантских ядер, наблюдавшихся Рау, составляет $3,5 \mu$.

Эти ядра, переносимые воздушными потоками в глубь континента, вследствие их больших размеров и, следовательно, большой скорости падения, сравнительно быстро оседают на поверхности земли. Кроме того, гигантские ядра вымываются осадками, поскольку именно они принимают участие в образовании первых

крупных капель осадков. Тем не менее гигантские ядра конденсации обнаружены над США в нескольких стах километров от побережья.

§ 5. ИСТОЧНИКИ И ПРИРОДА ЯДЕР КОНДЕНСАЦИИ

Очагами возникновения ядер конденсации являются морские побережья, солончаки, пески и пустыни. С другой стороны, такими оказываются крупные населенные пункты и особенно индустриальные центры. Еще в 1949 г. И. И. Гайворонский в Долгопрудной [45] обнаружил тесную зависимость концентрации ядер от направления ветра, дующего со стороны Москвы или с противоположной стороны.

Уже первые исследователи ядер конденсации делили источники ядер на: а) природные (естественные) и б) источники, связанные с деятельностью человека (заводы, топки печей и пр.). Это различие подтверждено и в наше время. Так, в работе Н. С. Смирнова, Н. Н. Танцовой и И. И. Шалошниковой [198] рассмотрена сравнительная концентрация ядер над индустриальным центром и в удалении от него, измеренная счетчиком Шольца (табл. 7).

Таблица 7
Концентрация ядер конденсации над индустриальными центрами и в удалении от них

	Число ядер в 1 см ³	
	на расстоянии 80 км от индустриального центра	над индустриальным центром
Максимальное	56 600	121 700
Минимальное	1 200	20 400
Среднее за год	9 200	66 600

На конференции по атмосферным ядрам конденсации, проходившей в 1956 г. в Базеле (Швейцария), было принято, что соотношение ядер различного происхождения в среднем следующее:

1. Ядра, состоящие из морских солей 20 %
2. Продукты сгорания 40 %
3. Частицы почвы 20 %
4. Ядра неизвестного происхождения 20 %

Помимо различных очагов происхождения ядер конденсации, имеют место также различные механизмы их образования. На той же конференции в Базеле удалось свести разнообразные процессы возникновения ядер конденсации в три большие группы:

1. Конденсация дымов и газов и связанные с нею газовые реакции.

2. Механическое распыление твердых частиц и капель.

3. Коагуляция мелких ядер как одинакового, так и различного происхождения.

Конденсация и рост частиц с последующей их коагуляцией имеют место в дымах и на продуктах горения, обладающих очень высокой температурой. Так образуются ядра индустриального происхождения.

Некоторые газовые реакции могут создавать ядра также естественным путем, мало связанным с деятельностью людей. К ним относятся следующие реакции:

а) образование окислов азота NO и NO_2 , которые возникают при грозовых разрядах и под действием ультрафиолетовой радиации;

б) образование озона O_3 при электрических разрядах и при некоторых фотохимических процессах. Сами по себе молекулы O_3 не являются ядрами конденсации, но содействуют окислению NO_2 и SO_2 , дающим азотную HNO_3 и серную H_2SO_4 кислоты;

в) реакции с серой, хлором и алюминием.

Двуокись серы SO_2 , образующаяся при всех процессах сгорания каменного угля и нефти, даст ядра конденсации при окислении с помощью O_3 в серную кислоту. Ионы хлора морской воды фотохимически образуют соляную кислоту HCl . Ионы аммония NH_4 возникают при разложении органических веществ и образуют ядра конденсации в реакции с H_2SO_4 и HCl .

Ядра неиндустриального происхождения образуются также путем механического распыления твердых частиц почвы и из морских брызг. Последние создают частицы соли, которые играют существенную роль благодаря их гигроскопичности. В 1938 г. имела место большая дискуссия по вопросу о происхождении гигроскопических ядер конденсации. При этом против гипотезы об их морском происхождении были многочисленные возражения. Так, Симпсон [579] считал, что образование достаточного числа ядер в результате возникновения мелких капель морской воды во время прилива и при волнении невозможно. Пределом разбрызгивания, исходя из действия поверхностных сил и сил сцепления. Симпсон полагал $r = 5 \cdot 10^{-6}$ см. В настоящее время открытие крупных и гигантских ядер конденсации показало, что столь мелкое распыление не обязательно. Как упоминалось выше, радиус таких ядер доходит до $3,5 \cdot 10^{-4}$ см. В то же время благодаря работам Дессана был обнаружен новый механизм распыления солевых частиц, а именно растрескивание и разрушение выкристаллизовывающихся из капель раствора частиц соли. Кроме того, Кауер [314] при изучении гигантских ядер в глубине континента Европы, над Татрами, обнаружил в них магний и хлор — элементы бесспорно морского происхождения. Таким образом, в настоящее время полагают, что морское происхождение

ние крупных и гигантских ядер доказано. Гигантские ядра содержат нитраты и хлористый натрий, а морская соль в комплексном виде присутствует в ядрах с $r > 0,8 \mu$.

Существенную роль в образовании структуры атмосферного аэрозоля играет также коагуляция мелких ядер. Коагулировать могут как однородные ядра, так и ядра различного происхождения и химического состава. Юнге показал, что в естественном атмосферном аэрозоле присутствуют одновременно ядра, различные по своему происхождению и агрегатному состоянию. Более того, даже отдельные ядра оказываются смешанными, состоящими из коагулировавших мелких ядер. Многие из них представляют собой капли растворов, внутри которых имеются нерастворимые или еще не растворившиеся твердые частицы. Это относится как к ядрам Айткена, так и к крупным ядрам. Гигантские ядра в большинстве своем являются каплями растворов морской соли.

Таким образом, в настоящее время становится условным деление аэрозолей на индустриальные и естественные, поскольку реальные аэрозоли и ядра конденсации оказываются смешанными. Этот вывод об их смешанном характере является наиболее существенным результатом последнего периода изучения ядер конденсации.

В заключение необходимо упомянуть об исследованиях ядер конденсации с помощью электронного микроскопа. Первые электронно-микроскопические данные наблюдений над ядрами опубликованы Линке в 1943 г. [457]. Позже большие по количеству материалы и методически хорошо продуманные исследования проводили Юнге и Якоби [407]. Наблюдения охватывали крупные ядра с радиусом до $0,7 \mu$. Диафрагмы, на которые улавливались ядра, высушивались несколько дней, и через электронный микроскоп наблюдался сухой остаток после испарения воды и слабых растворов. Остатки от ядер Айткена, по данным Линке, представляют собой неправильные агрегаты частиц, в которые вкраплены обломки гексагональных кристаллов.

Среди крупных ядер были найдены четыре типа таких остатков:

- а) бледные прозрачные пятна, часто без ядра, иногда соединенные с частицами дыма или сажи;
- б) четкие шарики с прилипшими несколькими твердыми частицами (сажи);
- в) неправильные, отчетливо видимые агрегаты;
- г) четкие цепочки, типичные для искусственных дымов.

Предполагается, что ядра типа «а» морского происхождения, однако из NaCl состоят только ядра больше $0,7 \mu$, более мелкие ядра, вероятно, содержат сульфат аммония, ядра групп «б» и «в» — индустриального происхождения.

В целом данные электронно-микроскопических наблюдений

также подтверждают выводы о смешанном характере естественных аэрозолей.

Все вышеизложенное подтверждает постоянное присутствие в атмосфере большого числа ядер конденсации, которые создают возможность образования облака. При повышении относительной влажности ядра переходят в растворы и растут, пока не достигнут критических размеров облачных капель. С этого момента начинается жизнь облака.

§ 6. КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ КОНДЕНСАЦИОННОГО РОСТА И ИСПАРЕНИЯ КАПЕЛЬ И КРИСТАЛЛОВ

Основные закономерности конденсационного роста капель и их испарения были найдены еще Максвеллом [486] в 1877 г. Максвелл разобрал задачу стационарного конденсационного роста неподвижной сферической капли, приняв концентрацию пара у поверхности капли равной насыщающей. Он использовал аналогию дифференциальных уравнений, описывающих процессы теплопроводности и диффузии, а также уравнений, которым подчиняется распределение потенциала в электростатике.

Стационарный рост неподвижной сферической капли описывается уравнением диффузии

$$\nabla^2 c = 0 \quad (6.1)$$

и граничными условиями

$$c|_{r=r_0} = c_0, \quad c|_{r=\infty} = c_\infty, \quad (6.2)$$

где r — расстояние от центра капли, а r_0 — ее радиус в данный момент, c_0 и c_∞ — соответственно насыщающая концентрация (плотность) водяного пара при температуре капли и концентрация пара вдали от капли в г/м³. Напомним, что

$$c = 0,622 \rho_a \frac{e}{p} = q \rho_a,$$

где e — упругость пара, p — давление, ρ_a — плотность воздуха, q — удельная влажность.

Приток водяного пара к сфере определяется соотношением

$$I_0 = D \int \int \frac{dc}{dr} ds = 4\pi r^2 D \frac{dc}{dr}, \quad (6.3)$$

где интегрирование идет по всей поверхности сферы. Здесь D — коэффициент диффузии водяного пара, связанный с температурой T (выраженной в °C) приближенным соотношением $D = 0,22 \div 0,0015T$ см²/сек.

С другой стороны, распределение потенциала электрического поля V вне заряженного изолированного проводника описывается аналогичным уравнением Лапласа (6.1') с условиями (6.2')

$$\nabla^2 V = 0, \quad (6.1')$$

$$V|_{r=r_0} = V_0, \quad V|_{r=\infty} = 0. \quad (6.2')$$

Кроме того, если Q есть электрический заряд проводника, то имеет место соотношение

$$4\pi Q = - \int \int \frac{dV}{dn} ds. \quad (6.3')$$

Полная аналогия между системами уравнений (6.1) — (6.3) и (6.1') — (6.3') позволяет переносить все решения последней на задачу о росте капель, если заменить соответственно величину V величиной $c - c_\infty$ и Q величиной $\frac{I_0}{4\pi D}$.

Таким образом, можно написать, что

$$\frac{c - c_\infty}{c_0 - c_\infty} = \frac{V}{V_0} = \frac{r_0}{r},$$

т. е.
$$c = c_\infty - \frac{r_0}{r} (c_\infty - c_0). \quad (6.)$$

Так как в теории электричества имеет место соотношение $Q = fV_0$, где f — емкость проводящего шара, то приток водяного пара к капле должен быть равен

$$I_0 = -4\pi Df(c_0 - c_\infty). \quad (6.5)$$

Для проводящей сферы, как известно, емкость f совпадает с ее радиусом r_0 , т. е. для капли радиусом r_0 имеем

$$I_0 = 4\pi Dr_0(c_0 - c_\infty). \quad (6.5')$$

Соотношение (6.5) не утратило своего значения и по сей день. Как легко видеть, оно применимо для определения диффузионного потока при росте или испарении как капли, так и кристалла¹ любой формы, если только в (6.5) подставить f , равное величине электрической емкости проводника, имеющего форму кристалла.

Обращаясь к процессам теплопроводности, которые описываются аналогичной системой уравнений

$$\nabla^2 T = 0, \quad (6.1'')$$

$$T|_{r=r_0} = T_0, \quad T|_{r=\infty} = T_\infty, \quad (6.2'')$$

имеем

$$T = T_\infty + (T_0 - T_\infty) \frac{r_0}{r} \quad (6.4'')$$

и в силу справедливости для потока тепла уравнения

$$H = -\lambda_a \int \int \frac{dT}{dn} ds \quad (6.6)$$

¹ Естественно, что это рассуждение применимо только в том случае, когда можно считать, что упругость насыщающего пара у всех граней кристалла одна и та же, так как поверхность проводника является эквипотенциальной.

по аналогии получим

$$H = -4\pi\lambda_a f (T_\infty - T_0). \quad (6.5'')$$

Считая процесс стационарным и приравнявая теплоотвод H к выделяемой при конденсации теплоте испарения $I_0 L$ (где L — теплота испарения, отнесенная к единице массы), будем иметь

$$T_0 = T_\infty + \frac{DL}{\lambda_a} (c_\infty - c_0). \quad (6.7)$$

Растущая капля будет теплее окружающей среды. Ее перегрев по отношению к среде не зависит от ее формы [фактор f при выводе (6.7) сократился], а зависит только от свойств среды (от D и λ_a) и разности концентраций у поверхности частицы и на большом расстоянии от нее.

Скорость конденсационного роста сферической капли вычисляется при сделанных упрощениях сравнительно просто, ибо для нее

$$I_0 = \frac{dm}{dt} = 4\pi r_0^2 \rho_w \frac{dr_0}{dt}, \quad (6.8)$$

где ρ_w — плотность воды.

Так как для сферы $\dot{f} = r_0$, то, интегрируя (6.8) с учетом (6.5), получим

$$r_0^2 = r_{00}^2 + \frac{2D}{\rho_w} (c_\infty - c_0) t, \quad (6.9)$$

где r_{00} — радиус капли в начальный момент $t=0$.

Из (6.9) видно, что в случае стационарного процесса роста капли в атмосфере, пересыщенной водяным паром, ее поверхность растет пропорционально времени.

Заметим, что, вообще говоря, c_0 в уравнениях (6.2) — (6.7) в свою очередь зависит от T_0 , так как

$$c_0 = 0,622 \rho_a \frac{E_0(T_0)}{p}.$$

Выше, в § 2, мы указали зависимость насыщающей упругости пара над каплей от кривизны поверхности и от концентрации раствора [см. формулу (2.2)].

Если учитывать эти факторы, то $E_0 = E_0(T_0, r_0)$. Таким образом, два уравнения (6.7) и (6.9) содержат три неизвестных T_0 , r_0 и t . Считая процесс квазистационарным, т. е. полагая, что в каждый момент времени (6.7) и (6.9) справедливы, можно T_0 и r_0 выразить через t .

Если радиус капли достаточно велик (практически, если он больше 10μ), то в первом приближении можно пренебречь зависимостью c_0 от радиуса капли. В этом случае теория Максвелла приводит к заключению о постоянном перегреве капли относительно среды [к формуле (6.7)] и о линейном росте поверхности капли со временем [к формуле (6.9)].

Аналогично капле можно рассмотреть конденсационный рост

кристалла определенной формы. Массу его можно выразить в виде $m = k_1 \rho_n r_0^3$, где ρ_n — плотность льда, r_0 — характерный размер кристалла, а k_1 — коэффициент, учитывающий форму кристалла. Тогда, если предположить, что при росте кристалла сохраняется подобие его формы, можно записать

$$I_0 = \frac{dm}{dt} = 3k_1 \rho_n r_0^2 \frac{dr_0}{dt} \quad (6.8')$$

и так же, как в (6.5), исходя из соображений о размерности емкости, можно положить $f = k_2 r_0$, где k_2 — «фактор формы» Следовательно,

$$r_0 \frac{dr_0}{dt} = \frac{4\pi D (c_\infty - c_0) k_2}{3k_1 \rho_n},$$

$$r_0^2 = r_{00}^2 + \frac{8\pi D (c_\infty - c_0) k_2 t}{3\rho_n k_1}.$$

В то время как k_1 легко найти для многогранников любой формы, электрическая емкость известна лишь для проводников некоторых простых форм. Так, для вытянутого эллипсоида вращения с полуосями a, b, b , которому можно уподобить гексагональную высокую призму,

$$f = \frac{2a\xi}{\ln \frac{1+\xi}{1-\xi}},$$

где $\xi = \sqrt{1 - \left(\frac{b}{a}\right)^2}$.

Здесь в качестве характерного размера принята длина полуоси a и, следовательно,

$$k_2 = \frac{2\xi}{\ln \frac{1+\xi}{1-\xi}}.$$

Для сплюснутого эллипсоида вращения соответственно

$$f = \frac{a \sqrt{1 - \xi'^2}}{\arccos \frac{1}{\xi'}}, \quad k_2 = \frac{\sqrt{1 - \xi'^2}}{\arccos \frac{1}{\xi'}}.$$

Здесь $\xi' = \frac{a}{b}$.

Для плоского диска радиусом r , сходного в первом приближении с тонкой шестиугольной звездочкой, $f = \frac{2r}{\pi}$.

Практически рассчитанный по (6.8') прирост массы распределяется на кристалле более неравномерно, чем это требует сохранение формы. Так, у тонкой пластинки лед нарастает преимущественно на ее углах из-за того, что здесь градиент упругости пара наибольший. Тут образуются новые шестиугольные

пластинки и снежинка приобретает все более звездчатый вид. Аналогично удлинённые призмы растут преимущественно в длину.

Возвращаясь к процессам роста и испарения капель в облаке, заметим, что в природе они отличаются от рассмотренной Максвеллом модели по целому ряду причин.

① Процесс роста (испарения) капли, вообще говоря, не является стационарным.

2. Вблизи поверхности капли в так называемом пристенном пограничном слое толщиной порядка длины свободного пробега молекул существует резкий скачок концентрации, аналогичный температурным скачкам у поверхности нагретых тел. Концентрация молекул водяного пара на внешней границе этого слоя может существенно отличаться от насыщающей.

② Капли не остаются неподвижными относительно среды, а движутся с некоторой собственной скоростью падения.

③ Целый ряд других, еще мало изученных, явлений, как, например, стефановское течение и термофорез, осложняет процесс роста (или испарения) капель в результате диффузии.

④ Капли в облаке живут довольно длительное время, в течение которого окружающие их условия (температура, концентрация и т. д.) непрерывно меняются.

§ 7. НЕКОТОРЫЕ УТОЧНЕНИЯ К ТЕОРИИ КОНДЕНСАЦИИ

Ниже мы кратко рассмотрим некоторые уточнения соотношений, полученных Максвеллом. Более подробное рассмотрение ряда вопросов, касающихся процессов испарения и роста капель, можно найти в вышедшем в 1958 г. обзоре Н. А. Фукса [216].

Если отказаться от условия стационарности, сохраняя предположение о неподвижности капли, то уравнение диффузии примет вид

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \nabla^2 c. \quad (7.1)$$

Для капли уравнение (7.1) удобнее записать в сферических координатах:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 c}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial c}{\partial r} \right). \quad (7.1')$$

При краевых условиях

$$c(r, 0) \Big|_{r > r_0} = c_\infty \quad \text{и} \quad c(r_0, t) = c_0. \quad (7.1'')$$

Решение (7.1) дается формулой

$$c = c_\infty + (c_0 - c_\infty) \frac{r_0}{r} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{r - r_0}{2 \sqrt{Dt}} \right) \right]. \quad (7.2)$$

Здесь $\operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-z^2} dz$ — интеграл ошибок.

Приток водяного пара к капле может быть выражен соотношением

$$I_0' = -4\pi r^2 D \frac{dc}{dr} \Big|_{r=r_0} = -4\pi r_0 D (c_0 - c_\infty) \left(1 + \frac{r_0}{V \pi D t}\right) = \\ = I_0 \left(1 + \frac{r_0}{V \pi D t}\right). \quad (7.3)$$

Выражение (7.3) отличается от уравнения (6.5'), характеризующего стационарный процесс роста капли, множителем $\left(1 + \frac{r_0}{V \pi D t}\right)$. Легко видеть, что для облачной капли с $r_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ см

второй член этого множителя уже, например, через 10 мксек. становится меньше 0,06. Таково же по порядку величины и влияние этого члена на увеличение поверхности капли.

На существование упомянутого в § 6 слоя скачка концентрации вблизи поверхности капли указывал Лэнгмюр еще в 1915 г. Вне этого слоя можно считать, что концентрация изменяется согласно закону, выраженному соотношением (6.4), от некоторого значения c_1 на поверхности слоя до c_∞ на большом удалении от капли.

Обозначим толщину пристенного слоя через Δ , тогда будем иметь при $r > r_0 + \Delta$:

$$c - c_\infty = \frac{r_0 + \Delta}{r} (c_1 - c_\infty), \quad (7.4)$$

$$\frac{dc}{dr} = -\frac{r_0 + \Delta}{r^2} (c_1 - c_\infty). \quad (7.5)$$

Внутри слоя, т. е. при $r_0 < r < r_0 + \Delta$, можно считать, что происходит свободный обмен молекулами водяного пара. Число молекул N_1 , вылетающих с поверхности слоя $r_0 + \Delta$, где концентрация молекул пара равна c_1 , и сталкивающихся с каплей, может быть получено из следующих соображений.

Можно считать, что все направления движения молекул пара вне слоя $r_0 + \Delta$ равновероятны, а по абсолютному значению скорости движения они распределены с некоторой плотностью распределения $f(u)$.¹

В этом случае число молекул, проходящих за 1 сек. через единицу поверхности сферы радиусом $r_0 + \Delta$ в некотором направлении ϑ , равно

$$\frac{\cos \vartheta \sin \vartheta}{2} c_1 d\vartheta \int_0^\infty u f(u) du,$$

¹ В частности, это может быть известное максвелловское распределение

$$c_1 f(u) = \frac{c_1}{4} \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} u^2 \exp\left[-\frac{mu^2}{2kT}\right].$$

а в конус с углом φ при вершине соответственно пройдет N_1 молекул, где

$$N_1 = \frac{1}{4} c_1 \bar{v}_1 \int_0^{\frac{\varphi}{2}} \sin 2\vartheta d\vartheta = \frac{1 - \cos \varphi}{8} c_1 \bar{v}_1. \quad (7.6)$$

Здесь $\bar{v}_1 = \int_0^{\infty} u f(u) du$ — средняя абсолютная скорость молекул.

При $r_0 \gg \Delta$, как видно на рис. 2, $\varphi = \pi$ и $\frac{1 - \cos \varphi}{8} = \frac{1}{4}$, т. е. мы получаем тот уже известный результат, что в данном направлении через единичную площадку за единицу времени проходит $\frac{c_1 \bar{v}}{4}$ молекул.

Написанное выше выражение (7.6) дает лишь число столкновений молекул пара с каплей воды. Число же молекул, поглощенных каплей, может быть значительно меньше. Доля молекул, «прилипающих» к поверхности капли, определяется так называемым коэффициентом аккомодации α , введенным впервые Кнудсенom [216].

Определение величины α для воды требует весьма тонкого эксперимента. Из исследований Алти и Маккея следует, что при испарении воды в пустоту $\alpha = 0,036$. По указанию Вульфа, эксперименты Прюгера в 1940 г. дали $\alpha = 0,02$. Наконец, Андерсон [261], обрабатывая данные Баррета и Джермена, нашел, что $\alpha = 0,05$.¹ Зависимость α от температуры, поверхностного натяжения и т. д., к сожалению, пока не изучена.

С учетом коэффициента α число молекул пара, вылетающих за одну секунду со слоя $r_0 + \Delta$ и попадающих в каплю, равно

$$N_1 = \frac{1 - \cos \varphi}{8} \alpha c_1 \bar{v}_1 4\pi (r_0 + \Delta)^2. \quad (7.6')$$

При насыщающей, т. е. равновесной, концентрации $c = c_0$ непосредственно над поверхностью капли, когда $r = r_0$. Поток молекул, покидающих каплю и уходящих в пространство, соответственно равен потоку молекул, попадающих в каплю при $\Delta = 0$, а именно:

$$N_0 = \frac{1}{4} \alpha \bar{v}_0 c_0 4\pi r_0^2. \quad (7.7)$$

При равновесии поток молекул N_1 , входящих в каплю, должен компенсировать обратный поток N_0 , который выражается

¹ В расчеты Андерсона вкралась арифметическая ошибка, в результате которой он приводит значение $\alpha = 0,5$.

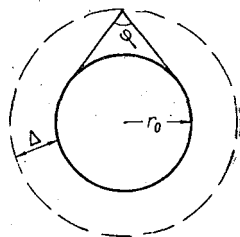


Рис. 2. Пограничный слой у капли.

уравнением (7.7); предполагается, что коэффициенты α в (7.6') и (7.7) равны.

Суммарный приток водяного пара к капле I равен

$$I = N_1 - N_0 = \frac{4\pi\alpha}{8} [-2c_0\bar{v}_0r_0^2 + c_1\bar{v}_1(r_0 + \Delta)^2 (1 - \cos \varphi)]. \quad (7.8)$$

Этот приток должен быть равен диффузионному притоку водяного пара к внешней границе слоя $(r_0 + \Delta)$:

$$I = 4\pi D (c_\infty - c_1)(r_0 + \Delta). \quad (7.8')$$

Приравнивая (7.8) и (7.8'), можно выразить c_1 через толщину пристенного слоя Δ , порядка длины свободного пробега l . В обычных условиях $\Delta = 10^{-5}$ см. Поэтому для капель радиусом больше 1μ можно в первом приближении принять $r_0 \gg \Delta$. С другой стороны, можно считать $\bar{v}_0 = \bar{v}_1$, так как температура капли отличается от температуры среды на доли градуса, а $\bar{v} \sim \sqrt{T}$. В этом случае из (7.8) и (7.8') мы получим

$$I = \pi\alpha (c_1 - c_0)\bar{v}_0r_0^2 = 4\pi D (c_\infty - c_1)r_0. \quad (7.9)$$

Уравнение (7.9) позволяет найти концентрацию c_1 :

$$c_1 = c_0 \frac{D \frac{c_\infty}{c_0} + Br_0}{D + Br_0}, \quad (7.10)$$

где $B = \frac{\alpha}{4} \bar{v}_0$.

Возвращаясь к уравнению (6.3) и подставляя вместо I_0 значение I из (7.9), получим выражение

$$D \frac{dc}{dr} \Big|_{r=r_0} - \frac{\alpha}{4} \bar{v}_0 (c_1 - c_0) = 0, \quad (7.11)$$

которое может быть принято в качестве граничного условия на поверхности капли.¹ Тогда решение (6.1) имеет вид

$$c = c_\infty - (c_\infty - c_1) \frac{r_0}{r} = c_\infty - \frac{c_\infty - c_0}{1 + \frac{D}{Br_0}} \frac{r_0}{r}. \quad (7.12)$$

Перегрев капли относительно среды будет определяться при этом, в отличие от (6.7), выражением

$$T_0 - T_\infty = \frac{D}{\lambda_0} \frac{(c_\infty - c_0) L_{\text{исп}}}{\left(1 + \frac{D}{Br_0}\right)}. \quad (7.12')$$

¹ Следует обратить внимание на то, что (7.11) получено в предположении $\alpha \neq 0$, т. е. что рост капли действительно происходит.

Аналогично поток водяного пара при квазистационарном процессе, в отличие от (6.5), запишется в виде

$$I = 4\pi D r_0 \frac{c_\infty - c_0}{1 + \frac{D}{B r_0}}. \quad (7.13)$$

Уравнение роста капли получается путем интегрирования (6.8) с учетом (7.13) и имеет вид

$$(r^2 - r_0^2) + \frac{2D}{B} (r - r_0) = \frac{2D}{\rho_w} (c_\infty - c_0) t. \quad (7.14)$$

Задача об испарении капли с граничными условиями, аналогичными (7.11), была впервые решена М. П. Тимофеевым и М. В. Швецом [204], которые в 1948 г. получили соотношения, сходные с уравнениями (6.18) и (7.12) — (7.14), описывающими рост капли. Соотношения (7.10) и (7.13) были получены также В. В. Кирюхиным и И. В. Васильченко [96]. Поскольку Δ в обычных условиях есть величина порядка 10^{-5} см, следовательно, можно считать соотношения (7.10), (7.12), (7.13), (7.14) применимыми для капель радиусом 1μ и выше.

Используя граничные условия, сходные с (7.11), Фриш и Коллинз в 1953 г. [368] получили выражение для скорости роста капли, аналогичное (7.14), хотя и на основании несколько иных соображений. Они рассмотрели также влияние на рост капли перемещения ее границы. Несмотря на допущенную в формуле (9) упомянутой работы ошибку, основной вывод авторов о ничтожно малом влиянии этого фактора остается правильным. По существу, это влияние сводится к появлению дополнительного множителя, несколько меньшего единицы, при малом аддитивном члене $r_0 / \sqrt{\pi D t}$ в формуле (7.3), учитывающем нестационарность процесса.

Различие характера роста капель, описываемого уравнениями (7.14) и (6.9), можно наглядно проиллюстрировать на графике. Для этого приведем уравнение параболы (7.14) к каноническому виду. Обозначая

$$t_0 = \frac{\left(r_0 + \frac{2D r_0}{B}\right) \rho_w}{2D (c_\infty - c_0)}, \quad \tau_0 = \frac{D \rho_w}{2B^2 (c_\infty - c_0)},$$

получим

$$\left(r + \frac{D}{B}\right)^2 = \frac{2D}{\rho_w} (c_\infty - c_0) (t + t_0 + \tau_0). \quad (7.14')$$

Уравнение (6.9) запишем в виде

$$r^2 = \frac{2D}{\rho_w} (c_\infty - c_0) (t + t_0^*). \quad (7.14'')$$

Уравнения (7.14') и (7.14'') описывают равные параболы, смещенные относительно друг друга. Если положить, что при

$t=0$ $r_0=0$, то уравнение (7.14'') описывает параболу с вершиной в начале координат (рис. 3 а, б, кривая 1), а уравнение (7.14') — ту же параболу, но с вершиной в точке $(-\tau_0, -\frac{D}{B})$ (кривая 2). Кривые, приведенные на рис. 3, рассчитаны при

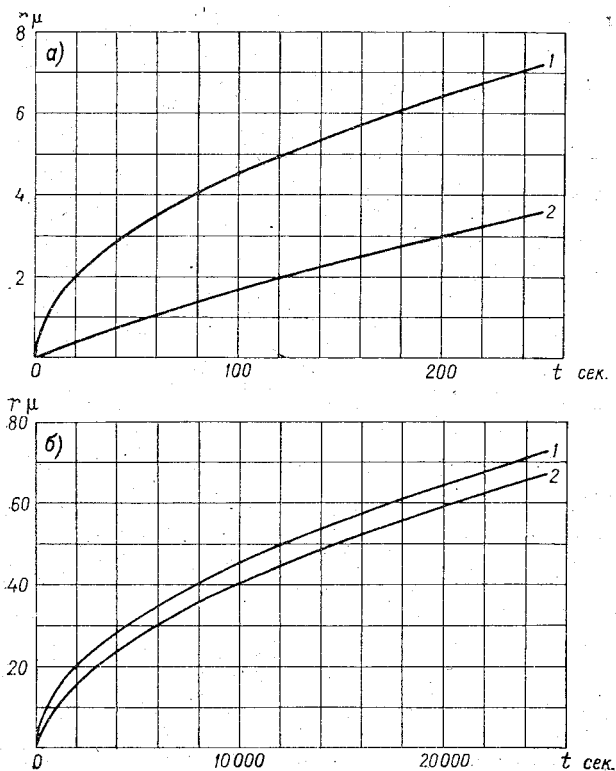


Рис. 3. Диаграммы для расчета скорости конденсационного роста капель.

$D=0,27$ см²/сек. (что соответствует θ° и давлению $p=800$ мб), пересыщению, равном 0,1%, и $\alpha = 0,036$.

Учет влияния относительного движения капли в воздухе на скорость испарения представляет серьезные математические трудности и до сих пор проведен только приближенно. При решении задачи о росте движущихся капель обычно, как и в аналогичной теории теплоотдачи, отыскивается экспериментально или теоретически соотношение между некоторыми безразмерными критериями подобия. В задаче об испарении (или росте) капель роль таких критериев играют числа Рейнольдса Re , аналог числа Нуссельта для испарения (диффузионное число Нус-

сальта) $Nu^* = \frac{2r_0 I}{DS(c_0 - c_\infty)}$ и аналог числа Прандтля для испарения (диффузионное число Прандтля) $Pr^* = \frac{\nu}{D}$, где S — поверхность частицы.

Для шара

$$Nu^* = \frac{I_0}{2\pi r_0 D (c_0 - c_\infty)}.$$

Фреслинг в 1938 г. ввел в уравнение, характеризующее скорость роста поверхности капли, дополнительный, так называемый ветровой множитель $f(Re, \sigma)$ [372], т. е. принял, что

$$r^2 - r_0^2 = \frac{2D}{\rho_w} (c_\infty - c_0) t f(Re, \sigma), \quad (7.15)$$

где

$$f(Re, \sigma) = 1 + \frac{k}{\sigma^n} \sqrt{Re}$$

и σ — константа, характеризующая свойства испаряющейся жидкости.

Из эксперимента Фреслинг нашел, что $k = 0,276$, $n = 0,384$ и для воды $\frac{k}{\sigma^n} = 0,229$. Л. С. Лейбензон [130], исходя из аналогии процессов испарения с теплопередачей, решил задачу об испарении (росте) капли для различных областей значений чисел Re и получил для ветрового множителя выражения вида:

$$f = 1 + 0,357 Re^{0,353} \quad \text{при } Re \approx 1, \quad (7.16)$$

$$f = 1 + 0,214 \sqrt{Re} \quad \text{при } Re \approx 10^2, \quad (7.16')$$

$$f = 1 + 0,114 Re^{0,6} \quad \text{при } Re \approx 10^3. \quad (7.16'')$$

Неучет Лейбензоном особого характера испарения с тыловой части капли, где пограничный слой оторван, по-видимому, является причиной несколько заниженной величины коэффициента 0,214 в (7.16') по сравнению с опытными данными Фреслинга и Н. П. Тверской [203], получившей при $Re \approx 10^2$ $f = 1 + 0,230 \sqrt{Re}$.

Анализируя имеющиеся теоретические и экспериментальные исследования, Н. А. Фукс [216] приходит к выводу, что при $Re < 1$ можно считать ветровой множитель $f=1$, при $Re > 1$ предлагается принять формулу Фреслинга $f = 1 + \beta Re^{\frac{1}{2}} (Pr^*)^{\frac{1}{3}}$.

Что касается значения константы β , то опыты Фреслинга дают для нее значение $\approx 0,28$, а теория, разработанная М. Е. Швецом, — 0,34.

§ 8. ТЕМПЕРАТУРА КАПЕЛЬ ОБЛАКА

Отклонение температуры капель от температуры окружающего воздуха играет существенную роль при изучении испарения или конденсационного роста капель. Так, при конденсации температура капли, а следовательно, и упругость пара над ней повышаются, вследствие чего рост капли замедляется; при испарении температура капли понижается, что замедляет и скорость ее испарения.

В случае стационарного процесса роста или испарения неподвижной капли ее температура выражается формулой (7.12), дающей так называемую психрометрическую температуру. При движении (падении) капли в однородном воздухе ее температура практически также не отличается от психрометрической, так как соответствующие ветровые множители для диффузии и теплопередачи приблизительно одинаковы.

Однако когда при падении капля проходит слои воздуха с различной температурой и влажностью, ее тепловой режим не является стационарным и температура отличается от психрометрической. Это отклонение, так же как и время температурной релаксации капли, может быть существенно для процесса роста малых капель.

Рассмотрим вначале распределение температуры внутри капель облаков или осадков при отсутствии испарения или конденсации. Уравнение теплопроводности в сферических координатах имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a^2 \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (8.1)$$

где T обозначает разность температур капли и среды. При замене $u = Tr$ это уравнение запишется в виде

$$\frac{\partial u}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial r^2}.$$

Решение этого уравнения при граничных условиях $T = T_0$, при $t = 0$ и $0 < r < r_0$, и при условии $\frac{\partial T}{\partial z} + hT = 0$ на поверхности капли (где $h = \frac{\alpha}{\lambda_w}$ — отношение коэффициентов теплоотдачи α и теплопроводности воды λ_w) имеет вид

$$u = \sum_n A_n e^{-a^2 \beta_n^2 t} \sin \beta_n r,$$

где β_1, β_2, \dots — корни уравнения $\frac{1}{r_0 \beta} \operatorname{tg} r_0 \beta = \frac{1}{1 - r_0 h}$.

В частности, при малом радиусе капли $\beta_1^2 \approx \frac{3h}{r_0}$. Так как для воды $a^2 = 0,0013$, $\lambda_w \approx 0,0013$, а h для малых скоростей есть вели-

чина порядка $2 \cdot 10^4$, то при $r_0 = 10 \mu$ произведение $a^2 \beta_1^2$ — порядка $6 \cdot 10^4$. При этом тепловое равновесие внутри капли $r_0 = 10 \mu$ устанавливается менее чем за десятитысячную долю секунды, а при $r_0 = 1 \text{ мм}$ — за 0,01 сек. В этом смысле капли дождя и облаков всегда можно считать находящимися в состоянии теплового равновесия, а температуры внутри них — однородными.

Если капля с такой однородной температурой T_k попадает в более холодную среду с температурой T_a , то поток тепла, направленный от капли, будет равен по аналогии (7.4)

$$\begin{aligned} \frac{dQ}{dt} &= -4\pi r_0^2 \lambda_a \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=r_0} = \\ &= 4\pi r_0^2 \lambda_a \left(\frac{T_k - T_a}{r_0} \right) \left(1 + \frac{r_0}{\sqrt{\pi a^2 t}} \right). \end{aligned} \quad (8.2)$$

В случае, если одновременно происходит испарение капли и в окружающем воздухе относительная влажность менее 100%, то в правой части (8.2) следует прибавить еще член $-L4\pi r_0^2 D \left(\frac{dc}{dr} \right)_{r=r_0}$, характеризующий расход тепла на испарение (см. [421]). Здесь c — плотность водяного пара. При этом насыщающая плотность водяного пара по отношению к капле должна была бы быть равна $c_{\text{кн}} = c_a + (T_k - T_a) \frac{dc}{dT}$ (где $\frac{dc}{dT}$ характеризует изменение насыщающей плотности с изменением температуры, а c_a — насыщающая плотность водяного пара при температуре воздуха). Кроме того, очевидно, $c_a = \frac{100}{f} c^1$ и, полагая в первом приближении градиент концентрации у поверхности капли таким же, как и при отсутствии вентиляции в установившемся процессе, можно записать²

$$\left(\frac{dc}{dr} \right)_{r=r_0} = \frac{c_k - c_a}{r_0} \approx \frac{1}{r_0} \left[c \frac{100 - f}{f} + (T_k - T_a) \frac{dc}{dT} \right]. \quad (8.2')$$

Тогда (8.1) при наличии испарения переписется в виде

$$\frac{dQ}{dt} = -4\pi r_0 \left(\lambda_a + DL \frac{dc}{dT} \right) (T_k - T_a) - 4\pi r_0 DLc \frac{100 - f}{f}. \quad (8.3)$$

Параллельно можно выразить изменение теплосодержания капли в функции от температуры:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{4}{3} \pi r_0^3 \frac{dT}{dt} \rho_w c_w, \quad (8.4)$$

где ρ_w — плотность воды, c_w — ее теплоемкость.

¹ Здесь f — относительная влажность воздуха, окружающего каплю, плотность которого равна c г/см³.

² Очевидно, что фактический градиент концентрации будет больше принятого и, как это станет ясно из дальнейшего, фактическое время релаксации должно быть ниже найденного с учетом (8.6).

Столкновения капель могут зависеть от ряда причин. Можно различать [215] самопроизвольную и вынужденную коагуляцию, относя к первой из них тепловую (броуновскую) и электрическую (обусловленную электростатическим притяжением заряженных и нейтральных или противоположно заряженных капель), ко второй — кинематическую коагуляцию¹. Последняя обусловлена относительным движением частиц, вызванным различием в скоростях, приобретаемых частицами в поле внешних сил. Сюда, например, относятся столкновения капель в электрическом и звуковом полях, в поле тяготения и в турбулентном потоке воздуха. По-видимому, при всех типах столкновений некоторую роль одновременно играет и гидродинамическое взаимодействие частиц, движущихся относительно окружающего воздуха. Далеко не очевидно, что каждое соприкосновение или столкновение капель ведет к их слиянию. Поэтому, вообще говоря, в рассмотрение следовало бы ввести понятие о коэффициенте слияния α , сходном с упомянутым выше коэффициентом аккомодации.² Вопрос этот не имеет, однако, большого значения для анализа процессов в облаках, ибо, как теоретически показали Б. В. Дерягин и П. С. Прохоров [57] и экспериментально П. С. Прохоров, Л. Ф. Леонов [177], Н. С. Шишкин и М. Я. Химач, Ганн [380] и др., эффективность столкновения (слияния) капель равна единице в насыщенном паром воздухе, например в облаках.

Броуновская коагуляция. Рассмотрим кратко основные процессы коагуляции облачных капель и прежде всего тепловую (броуновскую) коагуляцию, происходящую вследствие их беспорядочного движения, вызванного ударами молекул окружающего воздуха. Как показал А. Эйнштейн [24], следствием беспорядочного броуновского движения является процесс диффузии частиц с коэффициентом диффузии, равным

$$D = kTB, \quad (9.1)$$

где B — подвижность частиц. Если частицы — сферы радиусом r — достаточно велики по сравнению с длиной свободного пробега l ($r \gg l$), то

$$B = \frac{1}{6\pi\eta r}, \quad (9.2)$$

где η — коэффициент динамической вязкости воздуха.

Для расчета скорости роста капель вследствие броуновской коагуляции можно применить результаты предыдущего параграфа, если: 1) под D понимать выражение (9.1) с учетом (9.2) и считать, что каждое столкновение приводит к слиянию, т. е. принять в (7.14) $c_0 = 0$; 2) за эффективный радиус принять рас-

¹ Иногда ее называют ортокинетической коагуляцией.

² Я. И. Френкель [214] называют величину α коэффициентом прилипания, характеризующим долю столкновений капель, приводящих к слиянию, в общем числе столкновений капель.

стояние между центрами капель при их сближении $r+r_0$; 3) учитывать, что относительная подвижность равна сумме подвижностей частиц r и r_0 .

Количество вещества, притекающего к капле радиусом r_0 за время dt вследствие слияния ее с каплями радиусом r , при этом будет

$$I = \frac{4}{3} \frac{kT}{\mu} \int_0^{\infty} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r_0} \right) r n(r) dr dt, \quad (9.3)$$

где $n(r)$ — плотность распределения частиц в г/см⁴. Здесь мы пренебрегли множителем $\left(1 + \frac{r}{\sqrt{\pi D t}}\right)$, так как он отличается от единицы только в течение очень малого начального промежутка времени. При известной функции $n(r)$ уравнение (9.3) легко поддается интегрированию, аналитическому или численному.

Для оценки скорости роста капель из-за броуновской коагуляции рассмотрим частный случай, когда облако монодисперсно и состоит из капель $r=r_0=1 \mu$. Пусть водность облака равна $W=0,1$ г/м³ (это весьма большая концентрация для таких капель, поскольку она соответствует наличию 25 000 капель в 1 см³). Тогда $D=1,3 \cdot 10^{-7}$ см²/сек. и $I=16 \pi D r W = 6,5 \cdot 10^{-17}$ г/сек., т. е. капля удвоит свою массу примерно за 18 час. Интересно отметить, что для монодисперсного облака I , т. е. суммарный приток воды к капле за счет броуновского движения, не зависит от радиуса капли и равен

$$I = 16 \pi k T \frac{W}{6 \pi \mu} = \frac{8}{3} \frac{k T}{\mu} W. \quad (9.4)$$

Смолуховский ввел понятие времени коагуляции τ_0 , за которое число первичных частиц уменьшается вдвое. Очевидно, τ_0 равно такому времени, в течение которого приток воды равен массе одной капли, т. е.

$$\tau_0 = \frac{m}{I} = \frac{4}{3} \frac{\pi r^3 \rho_w}{I}. \quad (9.5)$$

Для рассмотренного выше случая $\tau_0 = 0,65 \cdot 10^5$ сек.

Таким образом, очевидно, что роль броуновской коагуляции в развитии естественных облаков пренебрежимо мала.

Гравитационная (кинематическая) коагуляция. Термин «гравитационная коагуляция» был введен Я. И. Френкелем [213] для обозначения слияния капель неодинаковых размеров, сталкивающихся благодаря разности их скоростей падения. Первая упрощенная теория такой коагуляции была дана в 1939 г. Финдайзеном [358], который считал, что большая капля попадает в монодисперсное облако, и не учитывал эффекта оттекания па-

дающей крупной капли более мелкими. Лэнгмюр впервые попытался учесть эффект обтекания при расчете роста падающей в облаке крупной капли в момент ее слияния с более мелкими облачными каплями. Дальнейшее развитие этой теории с учетом того или иного распределения облачных капель по размерам дано в работах Н. С. Шишкина [243], [247], А. Х. Хргиана и И. П. Мазина [222] и др.

Рассмотрим рост капли радиусом R при падении ее сквозь облако с водностью W и распределением в нем капелек по размерам $n(r)$ (см. § 15). При прохождении каплей радиусом R единицы пути она встречает некоторое число капелек радиусом r из объема

$$\pi (R+r)^2 \left(1 - \frac{u_r}{u_R}\right).$$

Обозначая через $E(R, r)$ коэффициент захвата (см. гл. IX, § 62), зависящий от R и r , находим, что в результате столкновения с мелкими капельками радиусом $r \div r + \Delta r$ радиус большой капли на единичном пути возрастает на величину

$$\Delta R = \frac{\pi}{3} r^3 n(r) \left(1 + \frac{r}{R}\right)^2 \left(1 - \frac{u_r}{u_R}\right) E(R, r) \Delta r, \quad (9.6)$$

где через u_r и u_R обозначены скорости падения малой и большой капель.

Изменение радиуса R на участке dz за счет слияния с каплями всех размеров выразится соотношением

$$dR = \frac{\pi}{3} dz \int_0^R r^3 n(r) \left(1 + \frac{r}{R}\right)^2 \left(1 - \frac{u_r}{u_R}\right) E(R, r) dr dz. \quad (9.7)$$

Легко получить аналогичное соотношение и для скорости роста капли со временем

$$\frac{dR}{dt} = \frac{\pi}{3} \int_0^R r^3 n(r) \left(1 + \frac{r}{R}\right)^2 (u_R - u_r) E(R, r) dr. \quad (9.8)$$

Зная u_R , u_r и E в функции R и r , а также $n(r)$, можно без труда провести численное интегрирование выражений (9.7) и (9.8).

В настоящее время скорость падения капель экспериментально хорошо изучена и вплоть до радиуса 1 мм может быть довольно точно определена из эмпирического соотношения (см. [133])

$$mg = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho_w g = 6\pi R \mu u_R \left(1 + 0,17 \operatorname{Re}^{\frac{2}{3}}\right), \quad (9.9)$$

где $\operatorname{Re} = \frac{2Ru_R}{\nu}$.

Вопрос о виде функции $n(r)$ подробно рассмотрен в § 15 гл. II, где показано, что $n(r)$ хорошо аппроксимируется выражением

$$n = 1,45 \frac{W}{\rho_w r_{cp}^6} r^2 e^{-\frac{3r}{r_{cp}}} \quad (9.10)$$

Наибольшую сложность представляет определение зависимости коэффициента захвата E от радиусов капель R и r .

Лэнгмюр рассчитал на счетно-аналитической машине траектории движения мелких капель, считая их за точки, относительно крупных и отсюда нашел значения коэффициентов захвата в зависимости от параметров Re и $p = \frac{2u'r^2\rho_w}{9\mu R}$, где u' — разность скоростей падения капель радиусом R и r . Результаты расчетов Лэнгмюра затем использовались различными авторами.

Однако очевидно, что схема Лэнгмюра не применима при рассмотрении столкновения капель сравнимых размеров. Кроме так называемого «эффекта зацепления» капель, обладающих конечным радиусом, т. е. не являющихся математическими точками, существуют еще не учитываемые Лэнгмюром гидродинамические силы, вызванные взаимодействием потоков, обтекающих капли (взаимодействие аэродинамических полей обеих капель).

Точный учет влияния гидродинамических сил на скорость коагуляции капель чрезвычайно сложен и в настоящее время никем не проведен. С. В. Пшенай-Северин [180] теоретически показал, что эти силы могут заметно повысить коэффициент захвата для капель сравнимых размеров. Экспериментальные данные, полученные различными авторами [572], [596], [473], также свидетельствует о том, что для капель сравнимых размеров рассчитанные Лэнгмюром значения коэффициентов захвата оказываются существенно заниженными. С другой стороны, результаты экспериментов Ганна [380] указывают на то, что расчеты Лэнгмюра справедливы для столкновений больших капель с малыми.

Не располагая более надежными численными данными о коэффициенте захвата, чем величины, полученные Лэнгмюром, мы использовали их (см. рис. 4) при расчетах по формулам (9.7) или (9.8). Они, очевидно, справедливы при рассмотрении роста сравнительно большой капли, падающей в облаке из более мелких капель, и не применимы для случая столкновения капель примерно равных размеров.

Возвращаясь к соотношению (9.7), с учетом (9.10) можно записать

$$- \frac{dR}{dz} = \frac{W}{\rho_w} F(R, r_{cp}), \quad (9.11)$$

где

$$F(R, r_{cp}) = \frac{1,45}{r_{cp}^6} \frac{\pi}{3} \int_0^R r^5 e^{-\frac{3r}{r_{cp}}} \left(1 + \frac{r}{R}\right)^2 \left(1 - \frac{u_r}{u_R}\right) E(R, r) dr. \quad (9.11')$$

Множитель $F(R, r_{cp})$, как легко показать, безразмерен.

Таким образом, если водность W брать в $г/м^3$, а плотность воды $\rho_w = 1 г/см^3$, то $\frac{dR}{dz}$ будет выражено в микронах на метр пути падения. Численное интегрирование (9.11') показывает, что в диапазоне изменения R от 50 до 200 μ $F(R, r_{cp})$ практически не зависит от R (см. рис. 5) и может быть аппроксимировано выражением

$$F(R, r_{cp}) = F_1 = 0,09 + 0,035(r_{cp} - 3). \quad (9.12)$$

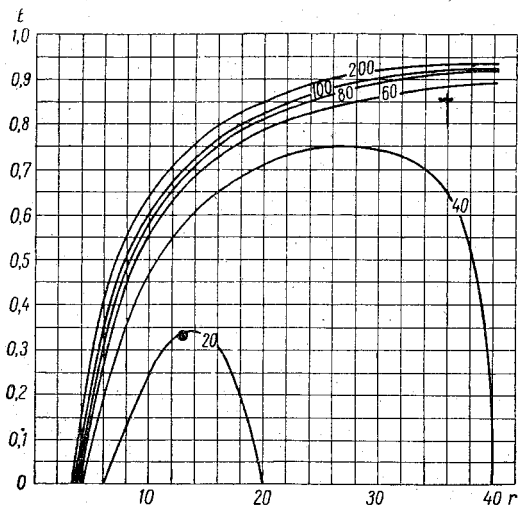


Рис. 4. Коэффициент захвата каплей радиусом r (ось абсцисс) каплями радиуса R (цифры у кривых). Силы притяжения между каплями в расчет не приняты.

С другой стороны, скорость свободного падения капли при R от 40 до 200 μ хорошо аппроксимируется выражением

$$u_R = 0,95(R - 21). \quad (9.12')$$

Из (9.11) с учетом (9.12) и (9.12') легко найти, что

$$\frac{dR}{dt} = -\frac{dR}{dz} u_R = \frac{0,01W}{\rho_w} F_1 \cdot 0,95(R - 21). \quad (9.13)$$

Интегрируя (9.13) и полагая, что в момент $t=0$ начальный радиус капли был равен 50 μ , найдем

$$R = 50 + 29(e^{At} - 1). \quad (9.14)$$

Здесь

$$A = 9,5F_1 \frac{W}{\rho_w} 10^{-3}.$$

Подставляя $\frac{dR}{dt}$ в (9.12'), можно найти ускорение капли, а по нему и абсолютную скорость падения капли в любой момент времени t

$$u = u_0 e^{Bt} - u^*. \quad (9.15)$$

Здесь u_0 — скорость при $t = 0$, u^* — скорость восходящего потока воздуха, $B = 9,5 \cdot 10^{-3} F_1 \frac{W}{\rho_w}$. Интегрируя (9.15), найдем путь, проходимый каплей за то же время t от некоторого уровня z_0 :

$$z_0 - z = \frac{u_0}{B} (e^{Bt} - 1) - u^* t. \quad (9.16)$$

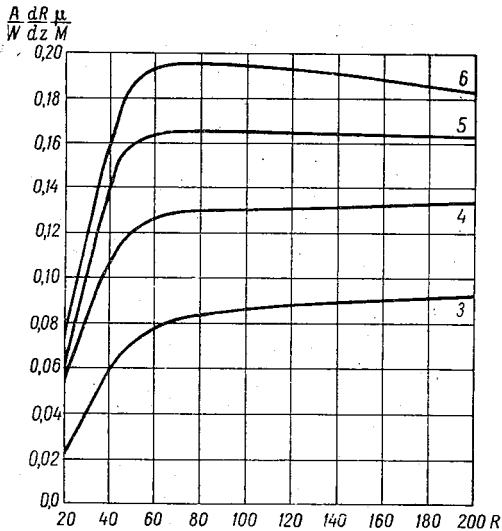


Рис. 5. Скорость изменения радиуса R падающей капли, рассчитанная на единицу пройденного ею пути (в метрах), для различных r_{cp} μ (цифры у кривых). Рост капли происходит за счет гравитационной коагуляции.

Таким образом, уравнения (9.14) и (9.16) позволяют найти радиус капли в любой момент времени и ее перемещение в пространстве, если ее начальный радиус был больше 50 μ .

В общем виде и для радиуса каплей меньше 50 μ можно записать:

$$\frac{W}{\rho_w} (z_0 - z) = \int_{R_0}^R \frac{dR}{F(R, r_{cp})}, \quad (9.16')$$

$$\frac{0,01Wt}{\rho_w} = \int_{R_0}^R \frac{dR}{u_R F(R, r_{cp})}. \quad (9.17)$$

Соотношения (9.16') и (9.17) указывают, что путь, проходимый каплей в воздухе, и время, требуемое для возрастания радиуса капли до заданной величины, обратно пропорциональны водности облака.

На рис. 6 дана простая номограмма, связывающая размеры капли, имевшей начальный радиус 20μ , с величиной пройденного

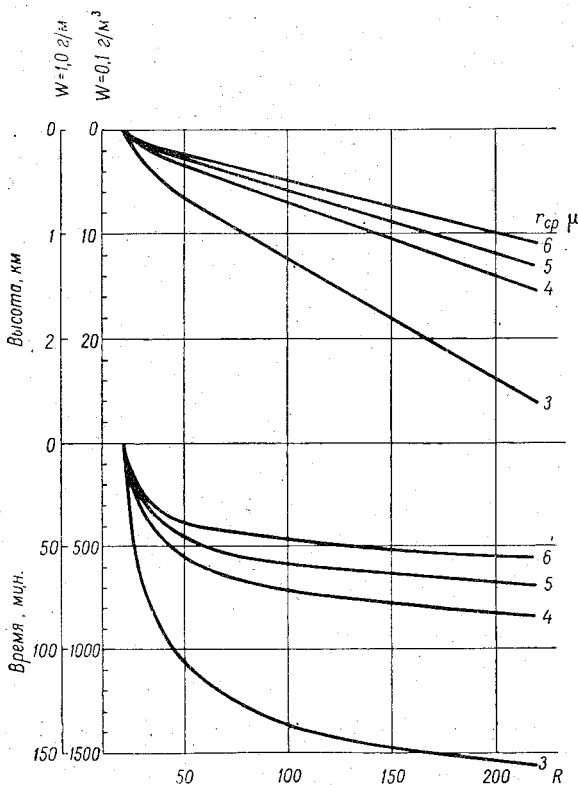


Рис. 6. Изменение за счет гравитационной коагуляции радиуса R падающей капли в функции пройденного пути (или времени) и при различных r_{cp} .

в неподвижном воздухе пути, временем падения, средним радиусом облачных капель r_{cp} и водностью облака W . Например, капля радиусом 40μ вырастает до капли радиусом 80μ в облаке с $r_{cp} = 4 \mu$ и $W = 1,0 \text{ г/м}^3$ за время $t \approx 20$ мин., проходя при этом путь около 280 м .

Если воздух поднимается со скоростью 20 см/сек. , то легко видеть, что капля при этом опустится всего лишь на 40 м .

Приведенные цифры показывают, что гравитационная коагуляция позволяет крупным облачным каплям быстро вырасти в

капли осадков. Однако этот процесс мало влияет или почти совсем не влияет на рост облачных капель в их более ранней стадии, когда радиусы капель не превосходят 20 μ . Росту капель в этом диапазоне размеров могут способствовать другие виды коагуляции, например электрическая и турбулентная, которые вместе с конденсацией и определяют скорость роста этих капель.

Электрическая коагуляция. Электрические силы взаимодействия двух капель ¹ существуют в том случае, когда хотя бы одна из них несет заряд. Л. М. Левину [123] удалось изучить взаимодействие электрически заряженных капель в двух важных частных случаях. В первом из них капли несут заряды разных знаков и одна из них много меньше другой, так что ее аэродинамическое поле не влияет на поле большой капли. В этом случае уравнение движения малой капли в векторной форме имеет вид

$$P \frac{d\vec{v}}{dt} + \vec{v} = \vec{u} + k\sigma_1 \frac{\vec{r}}{r^3} + \vec{g}_1, \quad (9.18)$$

где

$$P = \frac{2u_\infty}{9\mu} \frac{r^2}{R} \rho_w, \quad \sigma_1 = \frac{3Q_1Q_2}{4\pi r^3 R u_\infty^2 \rho_w}, \quad \vec{g}_1 = \frac{r^2}{R^2} \frac{\vec{g}}{g} -$$

безразмерные критерии подобия явлений, $u_\infty = \frac{2}{g} \frac{gR^2}{\mu} \rho_w$ — стоксова скорость падения большой капли радиусом R , r — радиус малой капли, Q_1 и Q_2 — заряды капель, $\sigma_1 < 0$. Решение уравнения (9.18), полученное Л. М. Левиным для случая, когда можно пренебречь инерционным членом, т. е. когда $|\sigma_1| \gg 1$, дает для коэффициента захвата простое выражение

$$E_1 = -\frac{4P\sigma_1}{1-g_1}. \quad (9.19)$$

Во втором случае рассматривается столкновение падающей большой заряженной капли с малыми нейтральными. Эта задача рассматривалась также Потенье и Коше [517]. Левин получил решение при более общих предположениях. Он рассмотрел притяжение большой и малой капель за счет индуцирования на последней дипольного заряда. В этом случае уравнение движения малой капли имеет вид

$$P \frac{d\vec{v}}{dt} + \vec{v} = \vec{u} - P\sigma_2 \frac{\vec{r}}{r^6} + \vec{g}, \quad (9.20)$$

где

$$\sigma_2 = \frac{3}{4\pi\rho_w} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \frac{Q_1^2}{R^4 u_\infty^2},$$

а g — ускорение силы тяжести.

¹ Еще раз подчеркнем, что здесь идет речь о влиянии зарядов капель на коэффициент захвата при отсутствии внешнего электрического поля.

При предположении, что $\sigma_2 \gg 1$, Левин нашел численное решение уравнения (9.20), результаты которого сведены им в соответствующую таблицу.

Измерения А. П. Сергивой [191], [192], проведенные в основном в облаках слоистых форм, привели ее к выводу, что даже в этих облаках электрическая коагуляция может иметь ощутимое значение для укрупнения капель радиусом от 1 до 10 μ , т. е. именно в том диапазоне размеров, в котором рост капель вследствие гравитационной коагуляции протекает очень медленно. Вероятно, что в конвективных облаках роль этого механизма должна быть выше.

Турбулентная коагуляция. Турбулентная коагуляция как возможная причина укрупнения облачных капель еще чрезвычайно мало изучена, однако она привлекает в последнее время к себе все большее внимание. Роль турбулентных процессов в развитии облака, вероятно, особенно важна ввиду того, что они позволяют «вырваться» отдельным каплям благодаря их взаимным слияниям из монодисперсного «окружения» и тем самым помогают их дальнейшему росту за счет более активного действия других механизмов (конденсации, гравитационной коагуляции).

Оценки, выполненные Н. С. Шишкиным [247] и приведшие его к выводу о пренебрежимо малом, как правило, влиянии атмосферной турбулентности на рост облачных капель, в настоящее время, по-видимому, должны быть пересмотрены. Сейчас можно назвать целый ряд работ [128], [558], посвященных этой проблеме. Более полно влияние турбулентности на рост облачных капель изучено Сафманом и Тернером [554].

Влияние турбулентности сказывается на столкновениях капель двояким образом. С одной стороны, турбулентные ускорения, т. е. случайные во времени движения больших масс воздуха (крупномасштабная турбулентность), приводят к возникновению относительного движения капель разных размеров из-за их различной инерции. Такого рода столкновения Сафман и Тернер называют столкновениями вследствие движения капель относительно воздуха.

С другой стороны, пространственные пульсации скорости воздуха малых масштабов приводят к появлению относительного движения даже капель равных размеров, что может существенно увеличить число столкновений капель. Столкновения указанного вида можно назвать столкновениями за счет движения капель вместе с воздухом.

Для количественного определения роли турбулентной коагуляции в укрупнении облачных капель необходимо знать искажающее влияние одних капель на движение соседних капель, мерой которого является упоминавшийся выше коэффициент захвата *E*. Мы уже упоминали в начале параграфа, что расчеты Лэнгмюра не применимы для капель сравнимых размеров. Ис-

ходя из ряда экспериментальных работ [473], [596], Сафман и Тернер считают возможным для капель примерно равных размеров принять $E = 1$.

Для расчета столкновения капель, движущихся вместе с воздухом, рассмотрим следующую схему. Найдем число N столкновений капель радиусом r_1 с каплями радиусом r_2 в единице объема облака за единицу времени. Очевидно, что столкновение произойдет тогда, когда капли приблизятся на расстояние $R = r_1 + r_2$. Далее, если исходить из того, что одни капли не влияют на движение других ($E = 1$), то для решения поставленной задачи достаточно найти среднюю величину потока I воздуха, втекающего в сферу радиусом R , центр которой перемещается вместе с одной из капель. Очевидно, что

$$I = - \int_{v_R < 0} v_R ds. \quad (9.21)$$

Здесь интеграл берется только по отрицательным радиальным составляющим относительной скорости потока на поверхности сферы, т. е. рассматривается лишь втекание потока в сферу. Черта означает осреднение по многим возможным «реализациям». Число столкновений N может быть при этом выражено соотношением

$$N = n_1 n_2 I, \quad (9.22)$$

где n_1 и n_2 — концентрации соответственно тех и других капель.

В силу изотропности малых вихрей и используя уравнение неразрывности, по которому

$$- \int_{v_R < 0} v_R ds = \int_{v_R > 0} v_R ds = \frac{1}{2} \int v_R ds,$$

можно записать (9.22) в виде

$$I = 2\pi R^2 |\overline{v_x}|, \quad (9.23)$$

где v_x — радиальный компонент в направлении, совпадающем с некоторой осью x . Так как R мало, то

$$v_x = u(x + R) - u(x) \approx R \frac{\partial u}{\partial x},$$

$$|\overline{v_x}| = R \left| \overline{\frac{\partial u}{\partial x}} \right|, \quad (9.24)$$

где u — компонент скорости воздуха по оси x .

Исходя из известного в теории изотропной турбулентности соотношения $\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\varepsilon}{15\nu}$ и предполагая нормальное распределение градиента скорости ветра, находим

$$\left| \frac{\partial u}{\partial x} \right| = \left(\frac{2\varepsilon}{15\pi\nu} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (9.25)$$

Здесь ε см² сек.⁻³ — величина рассеяния энергии в единице массы за единицу времени, а ν — кинематический коэффициент вязкости. Из (9.22) — (9.25), пренебрегая изменением концентрации капель за счет столкновений, находим

$$N = n_1 n_2 \cdot 2\pi (r_1 + r_2)^3 \left(\frac{2\varepsilon}{15\pi\nu} \right)^{\frac{1}{2}} = \alpha_{1,2} n_1 n_2. \quad (9.26)$$

Роль турбулентной коагуляции в изменении распределения облачных капель по размерам можно оценить, рассматривая частный случай коагуляции капель в первоначально монодисперсном облаке. Тогда изменение со временем концентрации первичных капель и капель с удвоенной, утроенной и т. д. массой может быть найдено из решения системы уравнений вида:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} &= -\alpha_{11}n_1^2 - \alpha_{12}n_1n_2 - \alpha_{13}n_1n_3 \dots \\ \frac{dn_2}{dt} &= \frac{1}{2}\alpha_{11}n_1^2 - \alpha_{12}n_1n_2 - \alpha_{22}n_2^2 \dots \\ &\dots \dots \dots \end{aligned} \right\} \quad (9.27)$$

Смолуховский решал такую систему уравнений в предположении $\alpha_{ij} = \alpha = \text{const}$ и нашел, что концентрация частиц, превосходящих по массе первоначальные в K раз, равна

$$n_K = n_0 \frac{(\alpha n_0 t)^{K-1}}{(1 + \alpha n_0 t)^{K+1}}. \quad (9.28)$$

Сафман и Тернер [554] провели численное интегрирование этой системы и показали, что формулы Смолуховского сильно занижают действительную концентрацию возникающих крупных (удвоенных, утроенных и т. д.) капель. Так, они получили, что при $W = 1,5$ г/м³, $n = 600$ капель/см³ и $\varepsilon = 100$ см² сек.⁻³ уже через 16 мин. 100 капель в 1 л будут превосходить по массе начальные капли более чем в 4 раза. Время же, необходимое для увеличения средней массы капель на 50% за счет рассмотренного движения капель с воздухом, равно 11 час., если $\varepsilon = 5$ см² сек.⁻³, и 45 мин., если $\varepsilon = 1000$ см² сек.⁻³.

Для того чтобы учесть роль второго фактора, т. е. движение капель относительно воздуха, авторы вводят функцию $P(\vec{v})$, характеризующую вероятность того, что при столкновении капель их относительная скорость равна \vec{v} . Точнее, $P(\vec{v})d\vec{v}$ есть вероят-

ность того, что при столкновении капля их относительная скорость лежит в диапазоне $\vec{v} \div \vec{v} + d\vec{v}$. Тогда

$$N = \pi (r_1 + r_2)^2 n_1 n_2 \int \int \vec{v} P(\vec{v}) d\vec{v}. \quad (9.29)$$

Вводя некоторые предположения, авторы сумели с помощью функции $P(\vec{v})$ учесть оба упомянутых выше механизма столкновения капель в турбулизированном воздухе и столкновение в поле тяготения. При этом они получили для N выражение

$$N = 2 \sqrt{2\pi} (r_1 + r_2)^2 n_1 n_2 \left[1,3 \left(1 - \frac{\rho_a}{\rho_w}\right)^2 (\tau_1 - \tau_2)^2 \sqrt{\frac{\varepsilon^3}{\nu}} + \right. \\ \left. + \frac{1}{3} \left(1 - \frac{\rho_a}{\rho_w}\right)^2 (\tau_1 - \tau_2)^2 g^2 + \frac{1}{9} (r_1 + r_2)^2 \frac{\varepsilon}{\nu} \right]^2. \quad (9.30)$$

Здесь $\tau_i = \frac{2r_i \rho_w}{9\mu}$ — так называемое время релаксации капли радиусом r_i . Из (9.30) можно видеть, что эффект столкновения капель за счет их движения относительно воздуха (характеризуемый первым членом в квадратных скобках) превосходит действие рассчитанного выше эффекта движения вместе с воздухом (последний член в квадратных скобках), когда $r_1 - r_2 > 2,3 \mu$ для $\varepsilon = 5 \text{ см}^2 \text{ сек.}^{-3}$, а при $\varepsilon = 1000 \text{ см}^2 \text{ сек.}^{-3}$, когда $r_1 - r_2 > 0,6 \mu$. Еще раз напомним, что расчеты авторов относятся к случаю столкновения близких по размерам капель, так как принято, что $E = 1$. Анализируя имеющиеся данные о турбулентных пульсациях скорости в облаках, Сафман и Тернер приходят к выводу, что они мало влияют на рост капель в слоистообразных облаках, однако в конвективных облаках могут даже привести к зарождению дождя.¹

Отсутствие в настоящее время достаточно полных статистических данных о турбулентности в облаках и зарядах капель, так же как и неуверенность в выборе E , не позволяет в настоящее время установить фактическое значение процессов турбулентной и электрической коагуляции для укрупнения облачных капель.

§ 10. ОБРАЗОВАНИЕ ТВЕРДОЙ ФАЗЫ. ПРОБЛЕМА СУБЛИМАЦИИ

Выше были описаны процессы возникновения облака, появления жидкой фазы, условия развития и существования капель, их взаимодействие с газовой фазой и между собой. Однако про-

¹ После сдачи настоящей рукописи в печать А. И. Ивановским и И. П. Мазиным было выполнено исследование о столкновении частиц аэрозоля в турбулентном потоке воздуха. Ими, в частности, было показано, что наличие раскорреляции в скоростях движения капель и омывающих их потоков воздуха, не учитываемое в предыдущих работах, в данной задаче практически не сказывается на результатах. Указанная работа приведена в Трудах ЦАО, вып. 35, 1960.

цесс фазовых превращений в облаке этим не ограничивается. При понижении температуры в облаках возникает и вступает во взаимодействие с каплями и водяным паром твердая фаза воды — ледяные кристаллы.

Долгое время полагали, что сразу же после перехода через нулевую изотерму в облаке начинается образование кристаллов, а возникновение водяных капель прекращается.

Однако в настоящее время твердо установлена способность воды как в лабораторных условиях, так и в облаке к глубокому переохлаждению. Так, Дорсей в 1948 г. [345] переохладил воду до -20° , а Моссоп в капиллярных трубках в 1955 г. — до -34° [497]. Возможность весьма глубокого переохлаждения обнаружена при лабораторном исследовании замерзания мелких капель воды. В опытах Рау в 1944 г. [537] наблюдалось переохлаждение капель воды до -40° , а при еще более мелком распылении до -72° . Однако эта последняя цифра вызывает сомнения у других исследователей (Квилонг [326], Брюер и Пальмер [297]), отметивших, что в воду могли попасть следы алкоголя, нарушившего структуру воды. Позднее, в 1949 г., Геверлей [384], Шефер [563] и Гольштейн установили возможность переохлаждения до -39° .

В природе, по данным аэрологических зондирований, переохлажденная водяная фаза отмечается до температур -40° . Она наблюдается в большей части всех исследованных облаков (см. гл. II). Таким образом, переохлажденное состояние капель облака, расположенного выше нулевой изотермы, является его нормальным состоянием, имеющим место в огромном большинстве облаков.

Процесс перехода в твердую фазу с физической стороны аналогичен переходу пар — вода, описанному нами в § I, и может быть рассмотрен в свете теории Фольмера — Гиббса. Согласно последней, пересыщенная или переохлажденная старая фаза находится в метастабильном состоянии. При этом от степени переохлаждения и, может быть, от других причин зависит, в какую фазу осуществляется переход — в жидкую или в твердую. Наряду с прямым переходом пара в твердую фазу последняя может образоваться из жидкой фазы, когда лед является лишь вторичным продуктом конденсации.

Процесс перехода водяного пара в твердую фазу, минуя жидкую, в метеорологии получил название сублимации (в отличие от применения этого термина в физике, где под сублимацией понимается обратное явление — испарение твердой фазы, минуя жидкую). Теоретически для осуществления спонтанной сублимации (в однородной среде пара) требуются весьма высокие степени пересыщения. Действительно, экспериментальные исследования Регенера [59] в 1941 г. подтвердили, что первичный ледяной туман в камере без образования капель появляется лишь при расширениях порядка 1,6—1,8, т. е. при пересыщении порядка 1000%. Так на явления сублимации была перенесена гипотеза о необхо-

димости гетерогенных частиц («ядер»). В 1911 г. Вегенер [619] ввел понятие о ядрах сублимации, обозначая этим термином ледяные ядра, существующие, по его представлениям, в атмосфере на некотором, достаточно высоком уровне. Это представление поддержал Бержерон в 1933 г. [276].

В 1939 г. Финдайзен предположил, что ядра сублимации — твердые негигроскопические и несмачиваемые частицы и что они, в противоположность ядрам конденсации, в образовании водяных облаков не участвуют. При относительно высоких температурах образуются только водяные облака, при более низких температурах возможно возникновение водяных и ледяных частиц независимо друг от друга. Естественно, что образование зародышей ледяной фазы начинается при достижении насыщения над льдом (при точке инея), в то время как по отношению к воде воздух еще не достигает 100% влажности (точки росы) и упругость пара на ΔE меньше насыщающей над водой.

Однако вскоре оказалось, что как в естественных облаках, так и в лабораторных условиях появление кристаллов всегда происходит лишь при достижении упругости насыщения относительно воды. Этот факт заставил предположить, что если не ранее, то во всяком случае одновременно с сублимацией должна происходить и конденсация. В то же время и теория Фольмера, как показал Крыстанов [435] в 1944 г., привела к заключению о большей вероятности процесса конденсации в облаках и последующей кристаллизации жидкой фазы.

Действительно, степень переохлаждения, необходимая для достижения энергетического порога $W = kT$, значительно больше для перехода пар — лед, чем для перехода пар — вода. Это связано с тем, что поверхностное натяжение, т. е. удельная поверхностная энергия на поверхности раздела между твердым телом и паром, больше, чем на границе твердой и жидкой фазы.

В то время как вероятность возникновения в воде ледяного зародыша в форме шара зависит от работы его возникновения W , равной

$$W = \frac{16\pi\sigma^3 M^2}{3\rho_w^2 R^2 T^2 \ln^2 \frac{e_r}{e_s}} \quad (10.1)$$

[см. уравнение (1.3)],

для кристалла, для которого вместо поверхности шара $4\pi r^2$ вводится некоторый геометрический фактор ω , отражающий отношение поверхности ядра к объему, работа возникновения равна

$$W = \frac{4\omega\sigma^3 M^2}{3\rho_d^2 R^2 T^2 \ln^2 \frac{e_r}{e_s}} \quad (10.2)$$

В случае кристалла льда, который имеет форму шестигранной призмы, $\omega = 23$.

Путем деления обеих частей уравнений (10.1) и (10.2) на kT получается для перехода пар — вода

$$\frac{W_{\text{пар-вода}}}{kT} = \frac{16\pi\sigma_2^3 M^2}{3kR^2 \rho_w^2 T^3} \frac{1}{\ln^2 \frac{e_r}{e_s}}$$

и для перехода пар — лед

$$\frac{W_{\text{пар-лед}}}{kT} = \frac{16\pi\sigma_3^3 M^2}{3k\rho_l^2 R^2 T^3} \frac{1}{\ln^2 \frac{e_r}{e_s}},$$

где индексы 2 и 3 у коэффициента поверхностного натяжения σ относятся соответственно к воде и льду. Отсюда, вводя обозначение

$$\xi_2 = \sqrt{\frac{16\pi\sigma_2^3 M^2}{3R^2 k \rho_w^2} \frac{kT}{W_{\text{пар-вода}}}},$$

$$\xi_3 = \sqrt{\frac{4\omega\sigma_3^3 M^2}{3R^2 k \rho_l^2} \frac{kT}{W_{\text{пар-лед}}}}$$

и помня, что для спонтанных процессов $W/kT \approx 1$, получаем величину пересыщения

$$\ln \frac{e_r}{e_s} = \xi_2 \frac{1}{T^2}$$

и для конденсации

$$\ln \frac{e_r}{e_s} = \xi_3 \frac{1}{T^2}$$

для сублимации.

По расчетам Крыстанова, критическое пересыщение для конденсации оказывается меньше, чем для сублимации, до $t > -65^\circ$, и, следовательно, первичным продуктом при t до -65° является вода, а при $t < -65^\circ$ — лед.

При наличии инородных ядер в выражение для W войдет еще аддитивный член $\frac{4}{3}\pi\sigma r_0^3$. Однако принципиально остается правильным, что для перехода пар — лед требуется гораздо большее пересыщение, чем для перехода пар — вода. Это значит, что кристаллы в атмосфере чаще всего образуются путем замерзания капли воды по крайней мере при $t < -65^\circ$. Это, собственно говоря, делает ненужным введение гипотезы об особом виде гетерогенных частиц — ядер сублимации.

Все эти соображения опровергают представление о сублимационном образовании твердой фазы при обычных температурах тропосферы.

Кроме того, поскольку в атмосфере всегда присутствует большое количество смачиваемых ядер, всегда при достижении критических температур будет происходить конденсация и далее — кристаллизация через замерзание.

Спор о возможности спонтанной сублимации вызвал появление многочисленных исследований, имевших целью поиски ядер

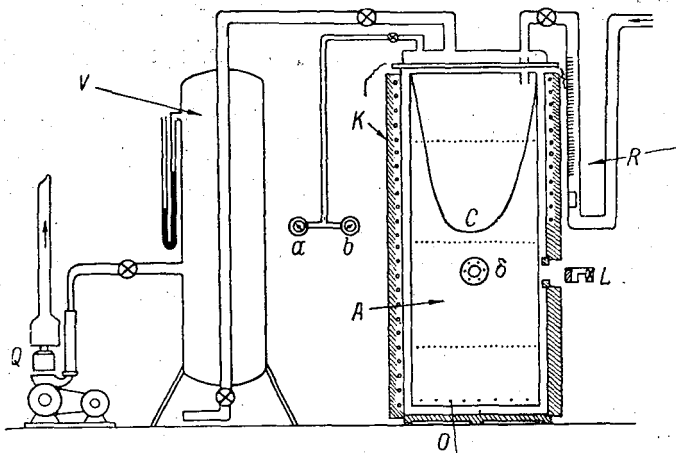


Рис. 7. Адиабатная камера Финдайзена — Шульца.

A — полый цилиндр из тонкого алюминия, *K* — охлаждение, *Q* — насос, *V* — промежуточный вакуум, *R* — впуск свежего воздуха через ротаметр, *O* — отверстия для отсоса отработанного воздуха, *a* — вариометр, *C* — электротермометр сопротивления, *L* — освещение, δ — смотровое окно.

сублимации или кристаллизации, а также наблюдение за процессом образования льда в атмосфере. Данные самолетных зондирований и экспериментальных полетов в свободной атмосфере анализировались Финдайзеном, Пеплером [524] в 1940 г., Вейкманом и Кампе [622] в 1949 г., Зак [78] в 1948 г. и др. В этих работах были установлены высоты и температуры появления ледяной фазы, повторяемость водяной и ледяной фазы, ее зависимость от температуры, величины переохлаждения водяных капель и пр. Подробнее эти данные будут изложены в гл. II. Они, однако, не говорят почти ничего о последовательности возникновения фаз. Большую роль сыграли лабораторные исследования, в частности работа Финдайзена и Шульца [360] в 1944 г., создававших в камере объемом 2 м³ при адиабатическом охлаждении воздуха (рис. 7) искусственный переохлажденный туман.

Разрежение происходило со скоростью, соответствующей конвективному вертикальному подъему воздуха. Общее охлаждение

камеры производилось при помощи смеси сухого льда и алкоголя. Капли и кристаллы различались по яркости и по мерцанию при боковом освещении. Воздух засасывался в камеру непосредственно с улицы. Результаты наблюдений показали, что при адиабатическом охлаждении в камере возникает мелкокапельное облако и лишь при $t < -5^\circ$ отмечаются отдельные кристаллы. При понижении температуры число кристаллов увеличивалось и при t от -6 до -30° их концентрация постепенно возрастала до $1/\text{м}^3$. При $t < -30, -32^\circ$ происходил резкий скачок концентрации в 10^6 раз — до $1/1 \text{ см}^3$ (рис. 8). Финдайзен, построив кривые концентрации кристаллов в зависимости от температуры, полагал, что эти кривые представляют собой спектр активности двух типов ядер сублимации. В дальнейшем ряд исследователей [59] повторили эти опыты с камерами иной конструкции, с обычным атмосферным воздухом, а также и с очищенным, отфильтрованным от ядер конденсации или, наоборот, насыщенным искусственными ядрами воздухом.

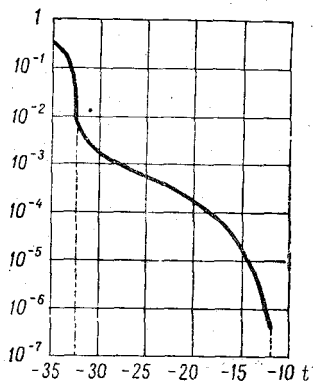


Рис. 8. Спектр концентрации ядер сублимации (по Финдайзену). (см. рис. 21, кривая 1).

Так, обнаружилось, что переохлажденные капли не только сохраняются, но и возникают при температурах до -40° . Кроме того, было доказано, что образование кристаллов происходит лишь при насыщенном относительно воды вплоть до самых низких изученных температур.

Количество кристаллов всегда на несколько порядков меньше количества капель и медленно увеличивается по мере понижения температуры. Было найдено, что при температуре -32° (по данным отдельных исследователей от -30 до -35°) наступает резкое увеличение концентрации кристаллов, а при температуре порядка -41° происходит второй, еще более резкий скачок концентрации кристаллов или появление кристаллов, отсутствовавших ранее, но опять-таки при 100%-ной влажности над водой.

Обнаружилось также, что очистка воздуха от примесей и ядер конденсации увеличивает переохлаждение и снижает температуру первого появления кристаллов.

Данные опытов несколько разошлись в отношении температуры первого образования кристаллов и в отношении критических значений температуры, связанных со скачками концентрации. Мейсон [478] полагает, что они зависят от различной методики эксперимента, например от объема камеры.

Тем не менее сейчас ясно, что в атмосфере образование ледяной фазы является по преимуществу вторичным процессом и осу-

ществляется путем кристаллизации водяных капель. Это значит, что ледяное облако возникает в среде водяного облака и составляет одну из стадий развития последнего. После того как кристаллы зародились, их рост происходит путем сублимации водяного пара на их поверхности.

Первичная сублимация, если она и имеет место в атмосфере, является процессом весьма редким и протекающим лишь на больших высотах при очень низких температурах, вероятно, при $t < -65^\circ$, во всяком случае ниже -40° .

В результате необходимость гипотезы об особых ядрах сублимации отпадает. Можно думать, что в обоих видах фазовых переходов участвуют одни и те же ядра, на которых в зависимости от физических условий происходит конденсация и кристаллизация, а также и прямая сублимация.

§ 11. ФОРМА И РОСТ КРИСТАЛЛОВ ЛЬДА В АТМОСФЕРЕ

С момента образования зародыша ледяной фазы в облаке начинается формирование кристаллов и их дальнейший рост, обусловленный диффузией водяного пара к кристаллу. Согласно Томсону, непосредственно у поверхности кристалла находится слой с повышенной концентрацией водяного пара. Молекулы перемещаются внутри этого слоя над поверхностью кристалла, пока не найдут себе на ней места. Эти молекулы движутся по направлению к линии роста. Такая поверхностная диффузия осложняет взаимодействие кристалла со средой и зависит от свойства кристаллической решетки льда. Ее исследование ведет нас в область теории кристаллов.

К сожалению, существующие теории роста кристаллов относятся к формированию твердой фазы из большой массы раствора или из расплава с устойчивыми характеристиками. К кристаллам в атмосфере эти теории не могут быть применены, так как в этом случае обычно нет вначале большого объема расплава (воды), превышающего на несколько порядков объем кристаллического ядра. В атмосфере кристаллы чаще всего возникают в дискретных малых объемах воды и растут затем за счет прямой сублимации водяного пара из воздуха с весьма неоднородным микрополем упругости пара. Частично рост кристаллов в облаке осуществляется также за счет коагуляции с жидкими каплями. Помимо этого, кристаллизация воды имеет целый ряд особенностей. Так, свойственная кристаллам льда гексагональная структура имеет несколько модификаций в зависимости от температуры и давления. По Барнесу и Берналу, а также Фаулеру, молекулы кислорода расположены в вершинах шестигранника, а молекулы водорода — на соединяющих их линиях. Молекулы водорода имеют некоторую свободу движения около молекулы кислорода, что обуславливает рыхлость и малую плотность кристаллов льда.

Подвижность молекул водорода уменьшается при понижении температуры, и твердость кристалла возрастает.

Геометрическая форма кристаллов льда, обусловленная различной скоростью роста отдельных граней и осей, весьма разнообразна. Она связана со скоростью диффузии молекул к поверхности кристалла и количеством притекающих молекул. Схематически формы кристаллов льда, в основе которых лежит шестигранная призма, могут быть разделены на три главных типа (рис. 9), имеющих разную степень заполнения поверхности и внутренних частей.¹

1. Столбики — призма растет в направлении главной оси, и новые слои молекул откладываются преимущественно на плоскостях оснований.

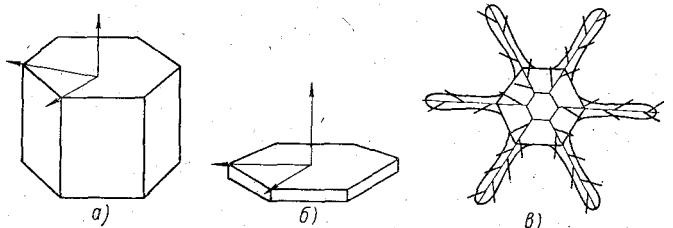


Рис. 9. Схемы основных форм кристаллов льда.
а — столбики, б — пластинки, в — дендрит (звездочка).

2. Пластинки — призма растет в направлении боковых осей, и новые слои молекул откладываются на боковых гранях.

3. Дендритный кристалл (звездочка) — призма растет в направлении радиусов оснований от вершин, обрастая новыми пластинками и призмами.

На рис. 10 приведена схематизированная таблица форм твердых гидрометеоров, встречающихся в облаках, принятая в качестве кода форм облачных кристаллов международной метеорологической организацией. В ней указаны принятые названия типов кристаллов и их вариаций, а также условный номер (цифра кода) и графический символ данного типа. Первые четыре ряда представляют собой элементарные кристаллы, пятый, шестой и седьмой ряды — сложные кристаллы и агрегаты, восьмой, девятый и десятый ряды — вторичные ледяные образования. В дополнении даются добавочные характеристики кристаллов (обломки, хлопья, мокрые кристаллы и т. д.) и диаметры их по пяти градациям.

Материалом для построения этой таблицы явились данные наблюдений над естественными ледяными кристаллами, в том

¹ Подробнее о формах естественной кристаллизации льда см. классические работы И. Б. Щукевича [253], П. Н. Чирвинского [232], Б. П. Вейнберга [35] и особенно А. Д. Заморского [86].

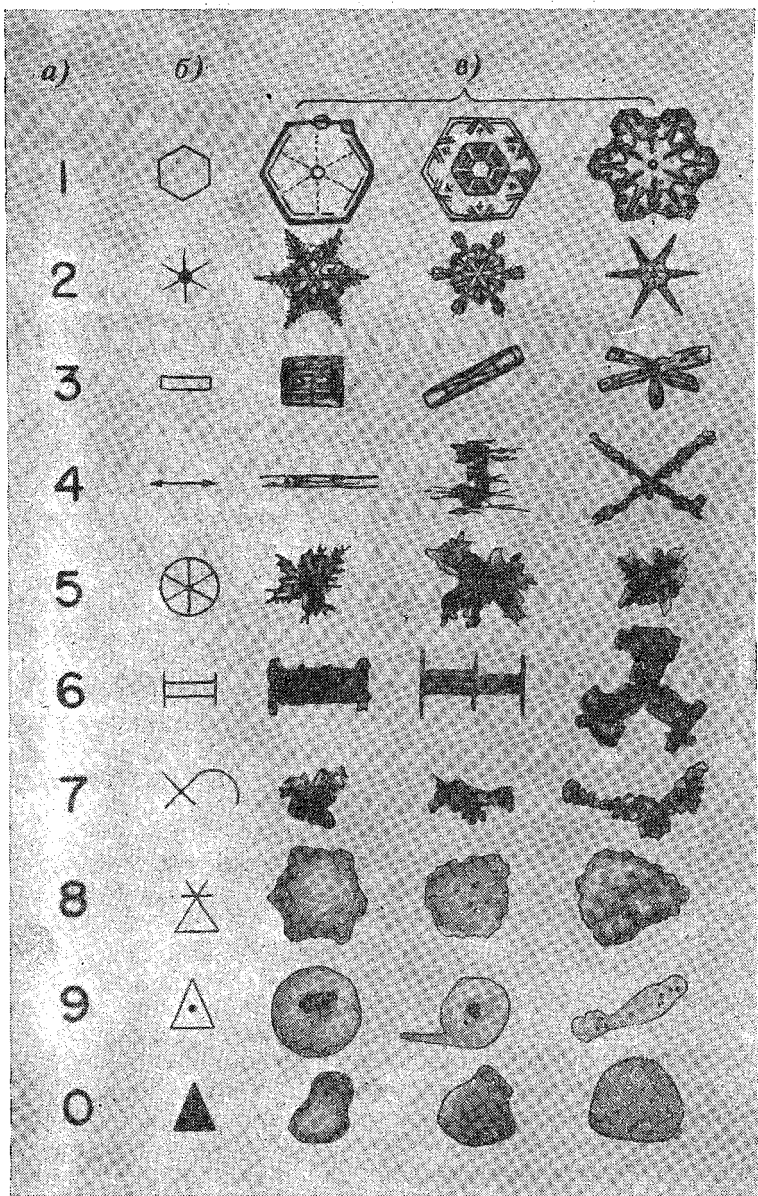


Рис. 10. Международная классификация форм ледяных кристаллов.
 а — код, б — графический символ, в — типичные формы.

числе снежинками в облаках при зондировании атмосферы с помощью самолетов [18]. Более подробно результаты этих исследований изложены в гл. II. При наблюдениях обнаружилась чрезвычайная сложность процесса образования кристаллов в облаке, где в непосредственной близости находятся как кристаллы, возникшие в данной части облака, так и кристаллы, занесенные из других его частей и прошедшие иные стадии развития.

Задача исследования процесса роста кристаллов льда, по-видимому, надежней всего разрешается путем лабораторного эксперимента, позволяющего выделять отдельные факторы роста. Так, например, Накая [502] в 1951 г. выращивал кристалл на обезжиренном волоске из шерсти кролика, помещенном в поток воздуха, температуру и влагосодержание которого можно было варьировать по желанию. Наблюдалось развитие индивидуального кристалла в течение примерно 30 мин. Прибор состоял из двух концентрических цилиндров. В верхней части внутреннего цилиндра укреплялся волосок с кристаллом. Внизу находился сосуд с подогреваемой водой. Водяной пар поднимался по внутреннему цилиндру, омывая кристалл и, охладившись, опускался в пространстве между цилиндрами. Весь прибор помещался в холодильный шкаф при температуре -30° . Степень пересыщения определялась температурой воды t_w . Температура воздуха вблизи кристалла t являлась функцией t_w и температуры термостата. Кристаллы выращивались при различных комбинациях t_a и t_w , и изучалась зависимость формы кристаллов от сочетаний этих температур.

На рис. 11 приведены результаты наблюдений Накая более чем над 700 кристаллами. По оси абсцисс отложена температура воздуха t_a , а по оси ординат — упругость водяного пара в процентах к насыщению над льдом. На графике хорошо видна смена форм кристаллов в зависимости от температуры: иглы и столбики имеются в интервале температуры от -5 до -10° , пластинчатые формы — от -10 до -20° и при более низких температурах — опять столбики. Накая на основании этого графика заключил, что форма кристалла определяется только температурой, так как те или иные формы кристаллов наблюдаются в широком диапазоне пересыщения. Однако внимательное рассмотрение графика показывает, что некоторая связь с пересыщением имеется: так, столбики ограничены областью малых пересыщений, наоборот, дендриты встречаются лишь при пересыщениях более 110%.

Кампе, Вейкман и Келли [414] в 1951 г. изучали рост кристаллов в холодной камере большого объема, где облако создавалось путем введения в нее водяного пара. Камера охлаждалась по возможности равномерно до -45° , и принималось, что в водяном облаке имело место насыщение относительно воды, а пересыщение по отношению ко льду рассчитывалось по температуре. Кристаллы улавливались на предметное стекло в нижней части камеры после их падения около 3 м в переохлажденном облаке и затем немедленно фотографировались. Такой же методикой

пользовался Мейсон [478] в 1953 г. Результаты обоих исследований очень близко совпали между собой, а также и с результатами Накая. Лабораторные данные о связи формы кристалла льда с температурой приведены в табл. 8.

Наиболее интересной особенностью этой таблицы является резкая смена формы: пластинки — призмы и опять пластинки — призмы при понижении температуры от 0 до -25° . Подобная

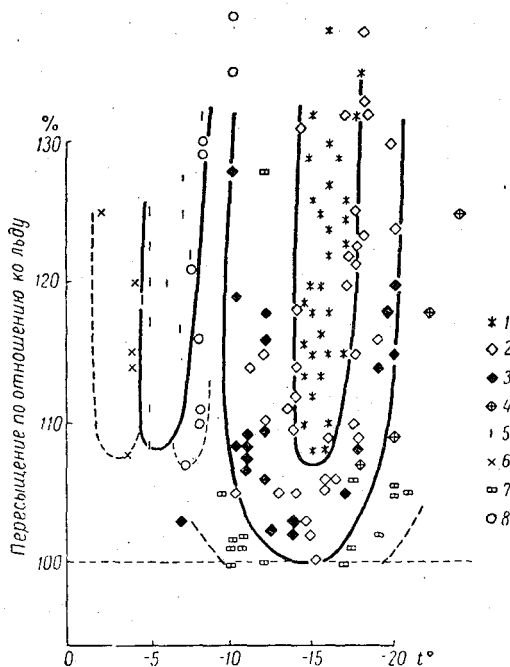


Рис. 11. Зависимость форм кристаллов от температуры (по Накая).

1 — дендриты, 2 — секторы и пластинки, 3 — толстые пластинки, 4 — пространственные пластинки, 5 — иглы, 6 — неправильные иглы, 7 — столбики, 8 — чаши.

смена форм найдена и при самолетных зондированиях в облаках [622], [18], [379].

Вейкман в 1954 г. попытался сопоставить изменение формы кристаллов с пересыщением и разностью упругости пара в пространстве и на поверхности кристалла (рис. 12), которую можно здесь назвать условно дефицитом влажности на поверхности кристаллов. В соответствии с данными Накая Вейкман нашел, что иглы и столбики образуются при малых дефицитах влажности, при температурах до -10 и ниже -20° . Появление дендритов происходит при большой величине дефицита влажности, при температуре от -8 до -15° .

Несколько шире было исследование Е. Г. Зак и А. Д. Малкиной в 1954 г. [82], рассмотревших как влияние температуры и пересыщения на форму кристаллов, так и влияние дефицита влажности на поверхности кристалла и впервые обративших внимание на роль водности переохлажденного облака. Их холодильная камера была снабжена измерителем влажности, фотоэлементом для определения оптической плотности и ультрамикроскопическим счетчиком.

Таблица 8

Изменение форм кристаллов в зависимости от температуры в искусственном переохлажденном облаке (по Кампе и Мейсону)

Интервал температур	Формы кристалла
0, —5°	Простые прозрачные пластинки без рисунка на поверхности, иногда треугольные
—4, —9	Столбики, иногда с углублением на концах; иглы
—10, —25	Шестигранные пластинки с резкими ребрами, с рисунками на поверхности; тенденция к росту на вершинах; звезды, дендриты, особенно при —14°
—25, —40	Одиночные столбики, двойные, столбики с пустотами; агрегаты столбиков и неправильные кристаллы

Это исследование выявило примерно те же области преобладания пластинчатых и столбчатых форм в зависимости от температуры и пересыщения (рис. 13), так же как и границы перехода от одних форм к другим. Однако авторы подчеркивают, что они не наблюдали случаев возникновения кристаллов лишь одного типа и что всегда наблюдались одновременно различные формы, хотя и с неодинаковой повторяемостью. Таким образом, области существования различных форм кристаллов определялись лишь статически, хотя и достаточно отчетливо.

Так, например, по данным табл. 9 ясно выделяются температурные области возникновения столбиков.

Таблица 9

Повторяемость образования столбчатых кристаллов в зависимости от температуры

Температура (град.)	>—5	—5, —9,9	—10, —14,9	—15, —19,9	—20, —24,9	—25, —29,9	—30, —40
Повторяемость (%)	18	12	6	—	10	33	89

Меньшее число столбиков в «теплой» области связано с их большими размерами.

Следует отметить, что при смене форм кристаллов (пластинки — столбики — пластинки — столбики) характеристики той и другой формы не повторяются. В качестве примера в табл. 10 показано изменение размера столбиков в зависимости от температуры.

Зависимость форм кристалла от дефицита влажности ΔE (рис. 14) также подтверждает выводы Вейкмана. Очевидно, влияние переохлаждения и пересыщения на формирование кристаллов взаимосвязано, и процесс роста регулируется изменением температуры, так как пересыщение и дефицит влажности в условиях насыщения над водой являются функциями температуры.

Температура или, вернее, степень переохлаждения определяет собой число активных центров кристаллизации в пространстве, а также поле влажности. Пересыщение задает, градиент упругости пара, направленный к кристаллу, и обуславливает скорость объемного роста кристалла. Однако на форму кристалла пересыщение влияет мало. Форма зависит от отношения.

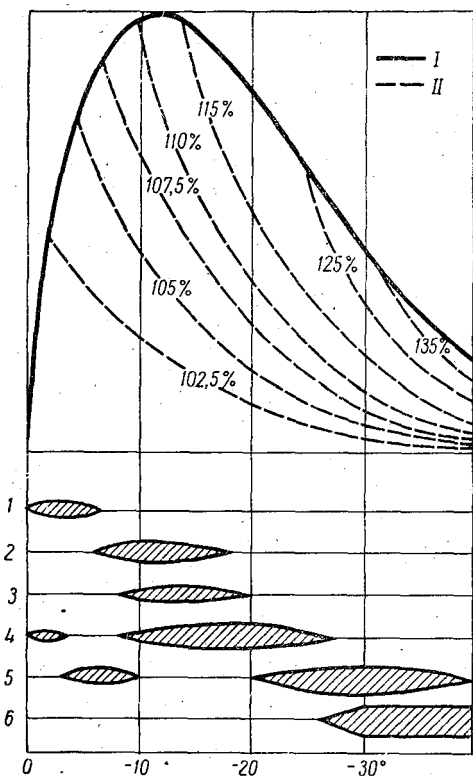


Рис. 12. Зависимость формы кристаллов от температуры и дефицита влажности на поверхности кристаллов (по Вейкману).

I — насыщение над водой, II — кривые равных пересыщений по отношению ко льду, 1 — иглы, 2 — дендриты, 3 — пластинки с лучами, 4 — пластинки шестигранные, 5 — столбики (призмы), 6 — призмы с пустотами и комплексы призм.

Таблица 10

Зависимость числа столбиков и их размеров от температуры

Температура (град.)	-5, -10	-20, -30	-30, -40
Средний размер (μ)	80	39	3
Максимальный диаметр (μ)	300	70	5
Число кристаллов в кадре	1—2	10	>200

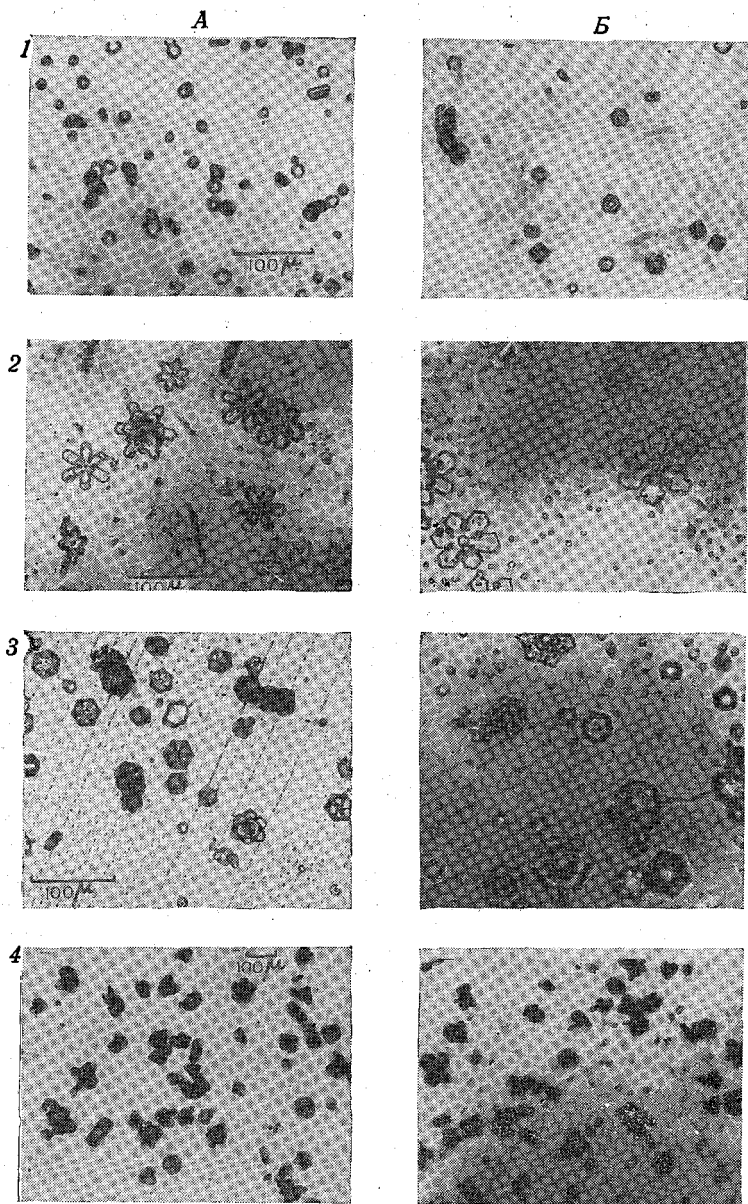


Рис. 13. Формы кристаллов (по Вейкману и по работам ЦАО).
 А — по Вейкману. Температура t : 1) $-4,4^\circ$, 2) -13° , 3) -18° , 4) -24° . Б — по
 Зак и Малкиной. Температура t : 1) -9° , 2) -14° , 3) -16° , 4) -26° .

скоростей роста плоскости основания и боковых граней. Последние же наиболее сильно зависят от дефицита влажности ΔE . Вейкман [623] в 1951 г. и Маршалл и Ланглебен [474] в 1954 г., рассмотрев зависимость формы кристалла от пересыщения, предположили, что избыток водяного пара над равновесным, соответствующим упругости пара над данной гранью кристалла при температуре последнего, является основным фактором, контролирующим рост граней кристалла. Маршалл и Ланглебен указывают, что равновесная упругость пара должна быть максимальной над вершинами дендритов, а над боковыми гранями призм больше, чем над плоскостями оснований. Следовательно, для роста вершин кристалла и боковых граней требуется больший избыток упругости пара, чем для роста плоскостей основания. Поэтому призматические столбики будут расти при сравнительно малом избытке влажности ΔE у поверхности (преимущественное образование плоскостей оснований). Пластинки требуют относительно большего ΔE , когда ускоряется образование боковых граней, а дендриты могут формироваться только при максимальных значениях ΔE .

Эксперимент подтверждает это, но, однако, показывает, что зависимость формы кристаллов от ΔE , так же как и от других параметров, не вполне однозначна, а носит статистический характер и, вероятно, связана со структурными особенностями кристаллов.

К этому вопросу мы вернемся ниже. Наличие капельной воды в атмосфере также влияет на формы кристаллов. Во-первых, капли в непосредственном соседстве с кристаллом испаряются, увеличивая пересыщение над поверхностью кристаллов; во-вторых, они непосредственно коагулируют с кристаллом, доставляя в жидком виде материал для роста кристалла. Действительно, опыты Зак и Малкиной показали, что размеры и формы кристаллов связаны с водностью переохлажденного облака. С увеличением водности возрастают размеры и значительно усложняется форма кристаллов (табл. 11).

Все типы кристаллов — пластинки, столбики и звездочки — при высокой водности переходят от элементарных форм к слож-

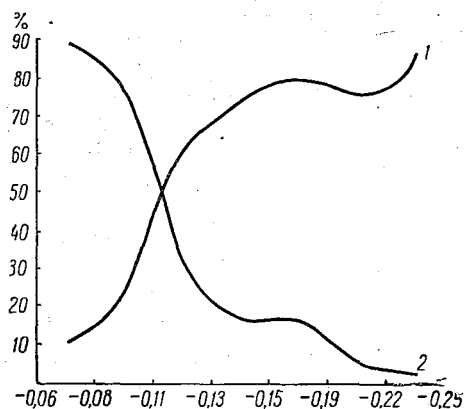


Рис. 14. Повторяемость пластинчатых (1) и столбчатых (2) форм кристаллов в функции дефицита влажности на поверхности кристаллов (ΔE) по данным Е. Г. Зак и А. Д. Малкиной.

ным комплексам, причем увеличивается количество объемных форм. При высоких водностях наблюдалась особая форма кристаллов — крупные пластинки, расчлененные на несимметричные секторы, названные автором «цветочками» (рис. 15). Типы кри-

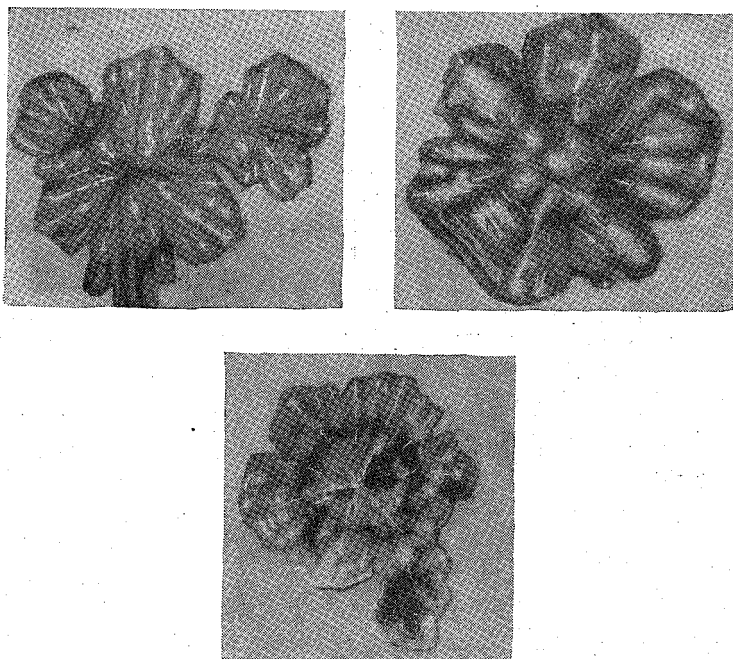


Рис. 15. Кристаллы «цветочки».

сталлов из первых рядов международной классификации (см. рис. 10) переходят в 5, 6 и 7-й ряд.

Таблица 11

Зависимость размеров кристаллов от водности W переохлажденного облака

Радиус (μ)	Водность (г/кг)							
	0,01—0,19		0,20—0,49		0,50—0,79		$\geq 0,80$	
	ср.	макс.	ср.	макс.	ср.	макс.	ср.	макс.
Пластинки	35	110	51	170	68	260	76	800
Цветочки	140	450	250	700	350	800	390	800

Помимо лабораторных работ, имеются и попытки теоретически рассмотреть условия роста кристалла. Скорость роста

массы кристалла, помещенного в атмосферу с заданной температурой и пересыщением, является функцией скорости диффузии пара в направлении к кристаллу и скорости оттока скрытой теплоты сублимации в обратном направлении.

Хаутон [391] в 1950 г. использовал электростатическую аналогию, предложенную Джефрисом в 1918 г. (см. § 6, стр. 20). Исходя из уравнений типа (6.5) и полагая, что отводимая теплота $\frac{Ldm}{dt}$ зависит только от теплопроводности [уравнение (6.5'')], Хаутон получил выражение

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi \frac{\sigma f}{F(t)},$$

где $\sigma = \frac{\Delta E}{e_i}$, т. е. является не чем иным, как относительным

избытком упругости пара по отношению к насыщению над льдом при температуре T , а

$$F(T) = \frac{JL^2M}{\lambda_a RT^2} + \frac{RT}{DMe_s(T)}$$

(где J — механический эквивалент тепла) является функцией исключительно температуры при данном давлении.

На рис. 16 приведена кривая зависимости $F(T)$ от температуры при давлении 1000 мб. Форма этой кривой очень напоминает кривую дефицита влажности $\Delta E = e_s - e_i$.

Заклучения, которые можно сделать по этой кривой, аналогичны ранее сделанным: максимальный прирост массы должен наблюдаться при температуре $-12, -15^\circ$ и слабый рост — в диапазоне температур от 0 до -8° и при $t < -25^\circ$.

Мейсон сделал также попытку определить скорость роста некоторых форм кристаллов. Так, для шарика радиусом r и плотностью δ , у которого емкость $f = r$, а $m = \frac{4}{3} \pi r^3 \delta$, получается

$$r \frac{dr}{dt} = \frac{\sigma}{\delta F(T)},$$

а для круглого диска $f = \frac{2r}{\pi}$ и

$$\frac{dm}{dt} = \frac{8\sigma r}{\delta F(T)}.$$

В случае продолговатого сфероида выражения для емкости для $\frac{dm}{dt}$ довольно громоздки. Выводы из этой теории довольно

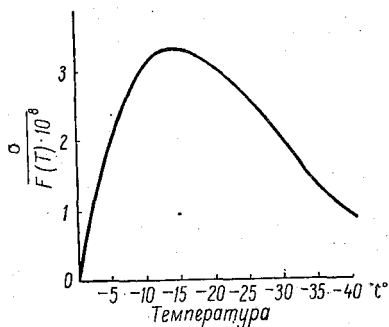


Рис. 16. Графики функции $\frac{\sigma}{F(T)}$ (по Мейсону).

хорошо подтверждаются экспериментальными исследованиями, которые проводили Рейнольдс [546] в 1952 г. и Мейсон [478] в 1953 г. Оба исследователя улавливали кристаллы, выпадавшие в холодной камере на предметные стекла через определенные интервалы времени, и измеряли размеры их на каждом стекле (табл. 12).

Таблица 12

Сравнение экспериментальных и вычисленных скоростей роста кристаллов (по Мейсону)

Пластинки	Время (сек.)	r μ	Толщина (μ)	Наблюдаемая масса m 10^{-8} г	Δm	Δm вычисленное
-2, 5°	20	15	13	0,9	—	—
	40	18,5	15	1,4	0,5	0,4
	80	22	18	2,6	1,2	1,0
	120	25	20	4,1	1,5	1,2

Столбики	Время (сек.)	a (главная ось)	b (боковая ось)	$\frac{b}{a}$	Наблюдаемая масса m 10^{-8} г	Δm	Δm вычисленное
-5°	40	22,5	12,5	0,56	1,7	—	—
	80	36,5	15,5	0,42	4,2	2,5	2,1
	120	51	17	0,33	7,0	2,8	2,7
	160	62	18	0,29	9,8	2,8	3,1

Полученные Мейсоном выражения характеризовали скорость роста массы изолированного кристалла в бесконечном поле диффузии. Однако в переохлажденном облаке есть капли — локальные источники водяного пара, отчего и поле упругости пара перестает быть непрерывным и зависит от числа и размеров водяных капель и скорости их испарения. Маршалл и Ланглебен [478] в 1954 г. показали, что в облаке с водностью 0,29 г/м³, состоящем из капель радиусом 5 μ , скорость роста ледяного шарика радиусом 1 мм возрастает на 10%. Этот вывод находится в хорошем согласии с данными эксперимента. Как мы видели в табл. 11, размеры кристаллов сильно возрастают с увеличением водности.

Остановимся теперь коротко на роли свойств самого кристалла — его внутренней структуры и структуры его поверхностей.

Как показывает рентгеноскопия, лед обладает довольно рыхлой кристаллической структурой, относящейся к гексагонально-бипирамидальному типу. Преобладающей формой этого типа кристаллов являются шестигранные призмы или шестигранные пирамиды и призмы с пирамидами на концах. Пирамидальные формы ледяных кристаллов довольно часто наблюдаются в естественных облаках. Однако, как мы уже видели, при сохранении общей формы гексагональной призмы условия роста различных

граней кристалла весьма неодинаковы и зависят от структуры поверхности.

Механизм роста кристалла из пара, по Фольмеру, представляется следующим образом: на плоскости грани последовательно откладываются один за другим мономолекулярные слои. Каждый слой заполняется вокруг двухмерного зародыша, возникшего на поверхности благодаря случайному сочетанию оседающих на грань молекул. Образование такого агрегата требует затраты энергии. Скорость роста кристалла регулируется вероятностью образования зародышевого агрегата, ибо как только последний возникает, мономолекулярный слой заполняется очень быстро. Однако вероятность возникновения двухмерного зародыша на идеально плоской поверхности кристалла чрезвычайно мала. Кабрера и Буртон [311] в 1949 г. рассчитали, что кристалл льда в атмосфере при -40° и пересыщении 50% будет расти со скоростью 10^{-49} см/сек. Очевидно, что, как и для других видов фазовых переходов, для роста кристалла с достаточной скоростью должны быть какие-то нарушения идеальной плоскости, играющие роль двухмерных зародышей.

Нарушения идеальной плоскости могут, например, иметь место, если отдельные молекулы слоя вновь испарились или конденсировались не совсем на месте (рис. 17 а). Тогда на плоскости образуются «ступеньки», которые будут служить двухмерными центрами, позволяющими преодолеть энергетический барьер. Вследствие этого скорость роста кристалла значительно возрастает. Однако для роста кристалла нужно, чтобы ступеньки не сглаживались, а продолжали сохраняться и в последующих слоях.

В настоящее время в кристаллографии развивается теория,

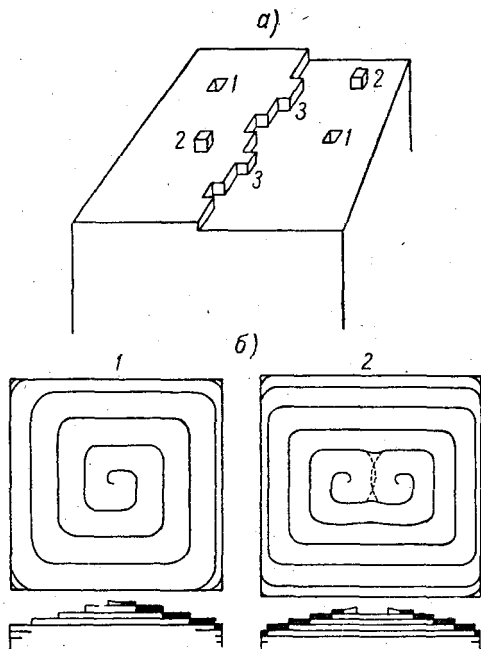


Рис. 17. Дислокации на поверхности кристалла (по Франку).

а — ступеньки, заменяющие двухмерные зародыши кристалла, 1 — пустота в поверхности кристалла, 2 — конденсирующаяся молекула, 3 — выступы или углы, служащие центрами кристаллизации; б — спиральные лестницы: 1 — одномерная, 2 — двойная.

выдвинутая Франком [364], в которой рассматривается возможный механизм появления нарушений идеальной плоскости кристалла, — так называемая теория дислокаций.

Франк полагает, что вследствие нарушений кристаллической решетки, связанных, например, с механическими и термическими напряжениями, в формирующемся молекулярном слое возникают смещения или повороты отдельных молекул. Эти смещения названы им дислокациями. Такие дислокации могут привести к образованию на поверхности кристалла целой спиральной лесенки, ступенек, которая не сглаживается при дальнейшем отложении молекул. Последовательно откладывающиеся мономолекулярные слои принимают форму ступенчатой пирамиды (рис. 17 б). Такие пирамиды роста наблюдались в различных кристаллах, однако у ледяных кристаллов они еще не обнаружены.

В кристаллографии известен еще один фактор, способный влиять на формирование кристалла, — это наличие каких-либо примесей (инородных частиц, которые в очень малом числе могут адсорбироваться на поверхности растущего кристалла). Однако это явление изучено лишь у кристаллов, образующихся из раствора или из расплава, но не из пара.

§ 12. ЗАМЕРЗАНИЕ КАПЕЛЬ

Экспериментальные и теоретические исследования последних лет показали необходимость рассмотрения фазового перехода вода — лед и введения нового понятия ядер замерзания (кристаллизации), облегчающих по аналогии с ядрами конденсации этот фазовый переход. Термин этот был предложен Фурнье д'Альбом в 1949 г. Однако введение нового термина «ядра замерзания» не обязательно предполагает введение гипотезы о новом типе ядер. Оно означает лишь, что, вероятно, известные нам ядра конденсации принимают на себя в определенных условиях новые функции.

Существование критических областей температуры, соответствующих резким изменениям концентрации кристаллов, требует существования различных видов ядер, действующих как ядра замерзания. В настоящее время можно принять следующую классификацию процессов кристаллизации:

а) кристаллизация при t выше -32° , когда твердые нерастворимые ядра конденсации, смоченные водой, образуют кристаллы путем замерзания их водной оболочки. Наличие твердых частиц облегчает при этом энергетический переход вода — лед;

б) кристаллизация в интервале t от -32 до -41° . В этом диапазоне кристаллизация происходит, возможно, путем замерзания капель растворов солей; лед выкристаллизовывается также на твердых частицах, занесенных в каплю, при температурах, зави-

сящих от свойств этих частиц (собственно ядер замерзания), размеров капли и скорости охлаждения. Значительную роль при этом должны играть смешанные ядра конденсации;

в) кристаллизация, при t непосредственно ниже -41° может вызываться самопроизвольным замерзанием капель воды или чистых растворов солей без участия особых ядер замерзания;

г) кристаллизация при t порядка $-65, -70^\circ$ есть прямая сублимация водяного пара на твердых несмачиваемых ядрах или спонтанное замерзание мелких капель.

Эта схема в общем согласуется с большинством экспериментальных данных, однако ее еще следует рассматривать как гипотетическую.

Попытку теоретически обосновать найденные из опыта критические температуры для различных типов кристаллизации предпринял Мейсон [420] на основании теории фазовых переходов Фольмера и Крыстанова. Согласно последней, при достаточно низкой температуре переохлаждения агрегаты ледяной фазы могут образоваться самопроизвольно, при отсутствии инородных ядер, вследствие случайного соединения молекул переохлажденной воды. Чем ниже температура, тем больше вероятность их образования или скорость возникновения. Эти агрегаты могут достигать критического размера, при котором они «выживают» и продолжают расти, образуя зародыши ледяной фазы. Пользуясь уравнениями Томсона, связывающими радиус зародыша с пересыщением или с переохлаждением

$$r = \frac{2\sigma_{SL}}{\delta L} \frac{T_0}{T_0 - T},$$

где σ_{SL} — удельная поверхностная энергия на границе кристалл — жидкость, r — радиус зародыша, δ — плотность кристалла, L — скрытая теплота плавления, T_0 — нормальная температура кристаллизации для изоморфной частицы бесконечного радиуса, T — критическая температура замерзания зародыша, Фольмер получил выражение для понижения температуры кристаллизации

$$\frac{\Delta T}{T_0} = \frac{T_0 - T}{T_0} = \frac{2\sigma_{SL} M}{r Q \delta}.$$

В этом выражении скрытая теплота плавления L заменена молекулярной теплотой плавления Q , $L = \frac{Q}{M}$.

Поскольку экспериментальных определений σ_{SL} почти не существует¹, Мейсон воспользовался для определения размеров зародышей предложением Фольмера полагать приближенно отношение межповерхностной энергии σ_{SL} к свободной поверхностной

¹ Известна лишь одна попытка Кубалка и Прокша (Kolloid, Zeitschr., 1949), которые получили как среднее из 4 опытов величину $25,4$ эрг/см².

энергии σ воды равным отношению скрытой теплоты плавления к скрытой теплоте испарения $\frac{\sigma_{SL}}{\sigma} = \frac{L_S}{L_v}$. Тогда в интервале от 0 до -66° σ_{SL} оказывается приблизительно равной $10,5$ эрг/см².

В табл. 12а приведены соответствующие значения r — размеры молекулярных комплексов, соответствующие определенному переохлаждению.

Таблица 12а

ΔT	-0,2	-10	-33	-41	-68
r см	$9,3 \cdot 10^{-7}$	$1,87 \cdot 10^{-7}$	$5,66 \cdot 10^{-8}$	$4,56 \cdot 10^{-8}$	$2,75 \cdot 10^{-8}$

Значению $\Delta T = -68^\circ$ соответствует радиус комплекса $2,75 \cdot 10^{-8}$ см, состоящего всего из 5 молекул. Вероятность спонтанного формирования такой группы достаточно велика. Зато для $\Delta T = -41^\circ$ комплекс должен состоять уже из 18 молекул, соединение которых гораздо менее вероятно.

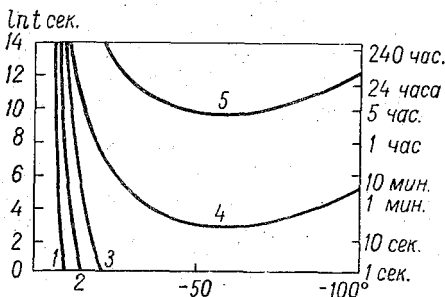


Рис. 18. Скорость полного замерзания монодисперсного аэрозоля (по Л. Г. Качурину).

р_и: 1—500, 2—50, 3—5, 4—0,5, 5—0,05.

всей переохлажденной капли, как $W = iVt$, где i — вероятность образования зародыша в 1 см³ за 1 сек. [аналогичная I в (1.4)], а при постепенном охлаждении как $W = \iint \frac{i}{dT} dT dV$. Так Ка-

чурин вычислил вероятное время полного замерзания монодисперсного тумана в функции температуры (рис. 18). Видно, что наиболее крупнокапельный туман замерзает очень быстро уже при температуре -16° , а нормальный туман ($r=5 \mu$) — при температуре около -21° .

При r около 2μ скорость замерзания должна быстро возрастать с приближением к $t=-40^\circ$, когда замерзание происходит за несколько секунд, и затем оставаться приблизительно постоянной.

Позднее Мейсон [475], [149] попытался выяснить точнее смысл температурного порога -41° . Он использовал уравнение (1.4) в форме, приданной ему Турбуллом и Фишером [533],

$$I = \frac{nkT}{h} \exp\left(-\frac{u + W_c}{kT}\right),$$

где n — число молекул в 1 см^3 конденсата, h — постоянная Планка, а u — энергия самодиффузии молекул. Выражая по Френкелю энергию образования зародыша через

$$W_c = \frac{1}{3} \sigma_{SL} S = \frac{1}{3} \sigma_{SL} \omega r^2,$$

где σ_{SL} — поверхностная энергия на границе кристалл — жидкость, а ω — фактор, характеризующий отношение поверхности зародыша его объему, и полагая $\sigma_{SL} = 4,8 \cdot 10^{13}$ эрг, Мейсон нашел

$$\frac{d}{dT} \lg I = \frac{1}{T} + \frac{u}{2,303kT^2} - \frac{1,11 \cdot 10^{17} \sigma_{SL}^3 \left(2 - \ln \frac{T_0}{T}\right)}{l^2 T^2 \ln^3 \frac{T_0}{T}}$$

и при $T = 232$ ($t = -41^\circ$) оказалось, что $\frac{d(\lg I)}{dT} = -0,75$, т. е. скорость образования ледяных зародышей увеличивается в 6 раз на каждый градус понижения температуры. Это сходно с тем, что нашел Л. Г. Качурин.

Экспериментальная проверка этой зависимости была сделана Мейсоном. Он вносил охлажденный в камере металлический стержень в переохлажденное до -10° облако. При температуре стержня -39° наблюдались лишь одиночные кристаллы, причем между прохождением стержня и появлением кристаллов наблюдался интервал в несколько секунд. При понижении температуры число кристаллов быстро возрастало: при -40° оно увеличилось в 10 раз, при -41° — в 100 раз. При температуре ниже -41° весь туман быстро превращался в ледяной, причем кристаллы появлялись мгновенно. Число их далеко превосходило начальное число водяных капель тумана. Это, вероятно, объясняется тем, что при такой температуре происходила быстрая кристаллизация новых капель, спонтанно возникавших в связи с сильным переохлаждением тумана вблизи стержня. При подобных температурах процессы оказались не зависящими ни от степени очистки воздуха от ядер, ни от химического состава облачного аэрозоля.

Мейсон, по-видимому, не был знаком с расчетами Качурина. Он полагал, в отличие от последнего, что, несмотря на значительное ускорение спонтанной кристаллизации при -40° , она не может обеспечить замерзания капель при этой температуре.

Следует сказать, что расчеты Крыстанова — Мейсона и другие вероятности самопроизвольной кристаллизации однородной капли испариваются, например, Мак-Дональдом [465]. Последний, уточняя значение σ_{SL} , находит гораздо более высокую температуру начала спонтанной кристаллизации, что дает возможность считать $t = -40^\circ$ достаточным переохлаждением для осуществления спонтанной кристаллизации. Мейсон выдвинул предположение, что в электролитах, каковыми являются капли соляных растворов и другие растворимые ядра, вокруг ионов концентри-

руются группы нейтральных молекул и что такие группы могут действовать как ядра замерзания. Экспериментальная оценка размеров таких групп в разведенных растворах электролитов показывает, что они соответствуют размерам ядер, необходимых для осуществления кристаллизации при -41° .

Ввиду большой вероятности того, что кристаллизация в диапазоне температур от -32 до -41° происходит в каплях растворов, интересно рассмотреть механизм замерзания последних. Согласно закону Рауля, понижение точки замерзания растворителя ΔT пропорционально молярной концентрации растворимого вещества, т. е. отношению веса растворенного вещества q к его молекулярному весу M :

$$\Delta T = K \frac{q}{M},$$

где K — криоскопическая константа (молярное понижение температуры замерзания растворителя). Очевидно, ΔT более значительно в растворах солей с большой растворимостью. По экспериментальным данным, температура замерзания капель растворов лежит в интервале $-35, -41^\circ$.

Как известно, при охлаждении большого объема раствора с понижением температуры и приближением к эвтектической кривой появляются кристаллы растворителя. Раствор становится все более насыщенным и затем пересыщенным. Тогда из раствора выпадают кристаллы соли. Наконец, при приближении к эвтектической точке замерзает сама эвтектика и скрепляет кристаллы в единое целое. Процесс замерзания капли раствора отличается тем, что в связи с увеличением поверхностного давления и уменьшением вероятности возникновения зародыша кристаллизации сам растворитель переохлаждается и выпадение кристаллов растворителя задерживается. Раствор пересыщается вследствие падения температуры, и кристаллы соли выпадают до появления ледяных кристаллов. Возможно, что они затем играют роль центров кристаллизации воды. В дальнейшем капля замерзает до поверхности и темнеет на просвет. Надо полагать, что этот момент соответствует замерзанию эвтектики.

Описанный выше известный механизм замерзания капель раствора, по-видимому, подтверждает идею Мейсона о роли капель растворов как ядер замерзания в интервале температур $-39, -40^\circ$.

Во всяком случае, вопрос о механизме замерзания капель, спонтанном или на инородных ядрах, далеко еще не решен.

За последнее десятилетие появилось довольно большое количество экспериментальных работ, изучавших замерзание индивидуальных капель визуально или фотографически. По способам фиксации капель эти работы можно разбить на две группы.

1. Капли осаждаются на охлажденную поверхность, температура и скорость охлаждения которой строго контролируется. Применялись различные типы поверхностей. Геверли [384], Брюер и Пальмер [297], Рау [539], [537] использовали полированную металлическую поверхность. Опасаясь, что сама поверхность может оказать влияние на ход замерзания, некоторые исследователи — Вейкман [621], Якоби [399] — покрывали металлическую пластинку несмачиваемой пленкой цапонлака, силикона, вазелина, полагая, что гидрофобные свойства этих пленок исключают их взаимодействие с поверхностью капли. Действительно, Якоби нашел, что различные несмачиваемые покрытия дали совпадающие результаты, свидетельствуя, что их влияние невелико. В то же время на полированном металле получены меньшие переохлаждения, возможно, из-за влияния металлической поверхности на процесс замерзания. Чтобы совершенно исключить контакт с твердой поверхностью, Бигг [283] в 1953 г. помещал капли на границе раздела двух несмешивающихся жидкостей, а Б. В. Кирюхин и С. И. Певзнер [97] в 1956 г. взвешивали капли в смеси масел.

2. Капли подвешиваются на тонкой нити с диаметром, малым по сравнению с диаметром капли. Так проводили опыты Зак в 1948 г. Малкина и Зак [137] в 1950 г., Лафарг [445] в 1953 г., Пикка [532] в 1954 г. При этом употребляются стеклянные и металлические нити и паутинки. В работе Зак капля, подвешенная на кончике нити, помещалась в холодильную камеру, где, так же как и при первом способе, наблюдалась в микроскоп визуально и фотографировалась. Температура камеры и капли измерялась термопарой. Преимуществом такого способа фиксации является возможность проследить ход замерзания и точно измерить диаметр капли, которая при этом сохраняет сферическую форму. Размеры капель в различных исследованиях охватывают значительный диапазон — от 2 μ (Лафарг) до 1 мм (Малкина и Зак).

Результаты этих разнообразных исследований в целом, за немногими исключениями, хорошо согласуются между собой. Критические величины переохлаждения лежат в области около -40° (от -38 до -41°), в соответствии с тем, что отмечено в камерах адиабатического расширения¹. Исключение составляют лишь данные Рау о переохлаждении до -72° , о которых говорилось.

Всеми исследованиями была подтверждена зависимость между температурой замерзания капли и ее размерами (см. рис. 19), хотя характер этой зависимости весьма неодинаков в отдельных работах. По данным Геверли, переохлаждение, достигающее примерно -40° у капель с диаметром 2 μ , быстро уменьшается

¹ В последнее время опубликованы также работы, дающие более высокие значения температуры. Так, Моссон [497] в 1955 г. наблюдал -20° , а Рулло [551] в 1957 г. -34° .

с ростом капли и при диаметре 400 μ (0,4 мм) составляет лишь -16° . Дальнейший рост капли почти не оказывает влияния на температуру кристаллизации. Близкие к Геверли величины получили Лафарг, Пальмер, Зак и др. В то же время Якоби наблюдал гораздо более медленное повышение температуры замерзания, которая при диаметре капли 0,5 мм составляла еще $-33,5^\circ$. Имеющиеся расхождения могут быть объяснены действием других, неучтенных, факторов (в частности, наличием в воздухе тех или иных ядер либо влиянием подстилающей поверхности).

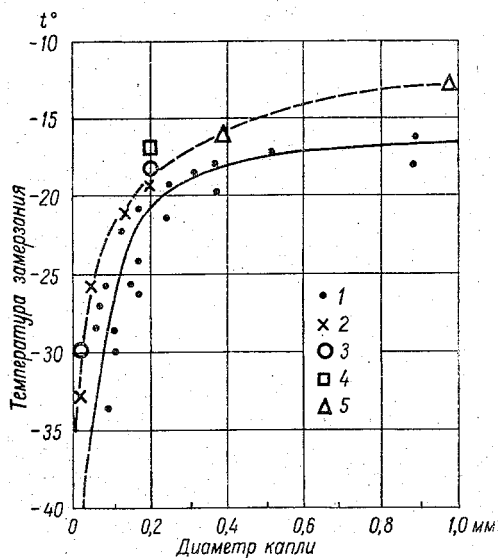


Рис. 19. Зависимость температуры замерзания от радиуса капли.

По данным: 1 — Геверли, 2 — Лафарга, 3 — Брюэра и Пальмера, 4 — Рау, 5 — Зак и Малкиной.

Скорость охлаждения определяет собой самый ход замерзания капли. При медленном охлаждении (рис. 20 А) замерзание капли начинается изнутри. В глубине прозрачной капли появляются отдельные кристаллы в виде чешуек, напоминающих кристаллы донного льда. Затем кристаллы заполняют всю каплю, и, наконец, она теряет прозрачность, поверхность ее затвердевает и становится неровной. В момент затвердевания поверхности термopара внутри капли отмечает резкий скачок температуры до 0° вследствие освобождения скрытой теплоты замерзания. Наблюдение, что замерзание капли начинается внутри нее, соответствует приведенным выше выводам Качурина об образовании зародышей в самой капле.

Совершенно иначе идет процесс при быстром охлаждении (рис. 20 Б), особенно при помещении капли сразу в камеру, охлажденную до низких температур. В этом случае капля быстро замерзает с поверхности и теряет прозрачность. Внутренняя часть ее еще некоторое время остается жидкой, и при дальнейшем охлаждении капля взрывается изнутри, как сосуд с замерзающей водой. Наружу выбрасываются мельчайшие капли жидкости и осколки льда.

Бигг [283] на основе формулы, сходной с приводимой в [93], [94], рассчитал вероятность I_3 замерзания капли объемом V см³, охлаждаемой до температуры T в течение t сек. Она определяется из уравнения

$$\ln(1 - I_3) = kVte^{aT-1},$$

где a и k — численные коэффициенты.

Экспериментальная проверка в камере показала, что число замерзающих капель наиболее близко к вычисленному по фор-

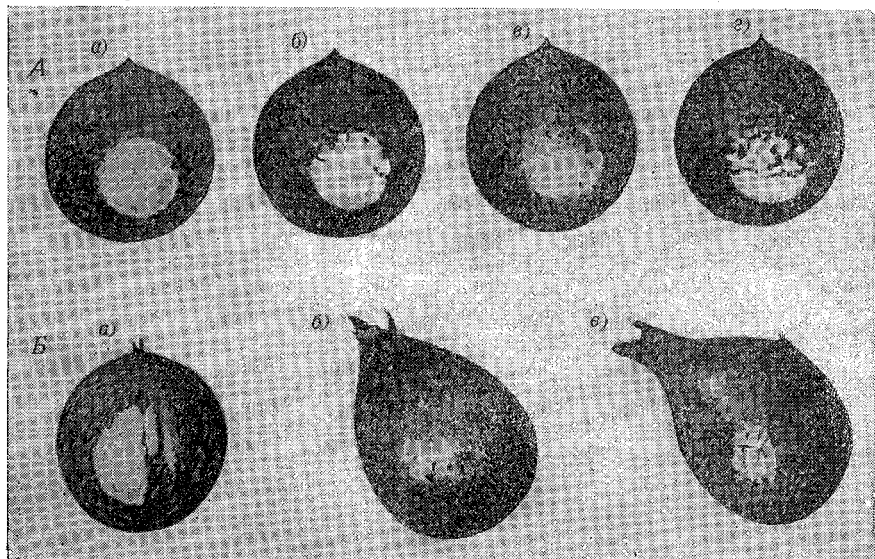


Рис. 20. Замерзание капель в лабораторных условиях (по Е. Г. Зак и А. Д. Малкиной).

А. Замерзание капли при медленном охлаждении:

a — жидкая капля, *б* — появление первых кристаллов, *в* — кристаллы заполняют объем капли, *г* — капля замерзла.

Б. Замерзание капли при быстром охлаждении:

а — жидкая капля, *б* — деформация капли, *в* — взрыв капли.

муле при температурах ниже -30° . При температурах выше -20° число замерзающих капель значительно больше рассчитанного, что указывает на значительную роль ядер замерзания при этих температурах.

§ 13. ЯДРА ЗАМЕРЗАНИЯ

Начало исследованию ядер замерзания было положено экспериментами по кристаллизации искусственного тумана и замерзанию капель. Так, можно было оценить количество ядер, способных вызывать замерзание капель при различных переохлаж-

дениях. Помимо установления трех температурных областей, отличающихся резкими изменениями числа ядер замерзания, удалось также выявить и более детальный ход концентрации ядер в зависимости от температуры — так называемый спектр ядер замерзания. Данные, полученные различными авторами,

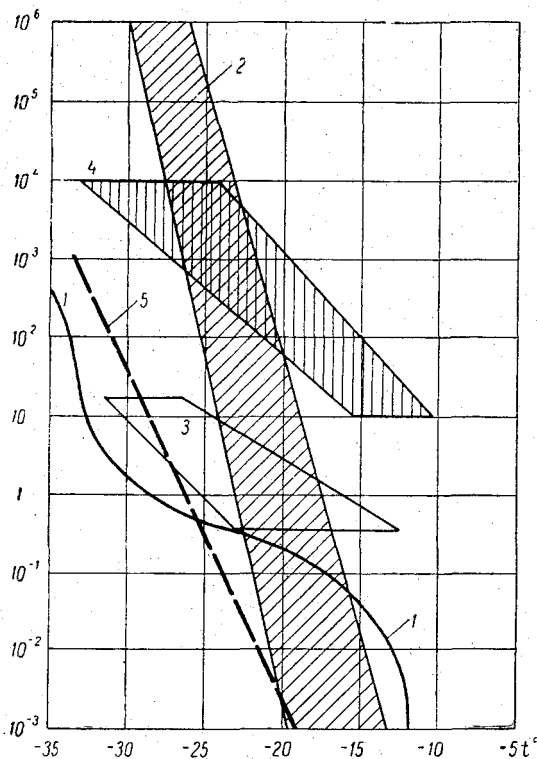


Рис. 21. Спектры концентрации ядер кристаллизации.

Данные: 1 — Финдайзена и Шульца, 1944 г., камера адиабатического расширения, 2 м³; 2 — Воркмана и Рейнольдса, 1949 г., камера смешения, 10 м³; 3 — Пальмера, 1949 г., камера адиабатического расширения, 30 л; 4 — Кампе и Вейкмана, 1949 г., камера смешения, 30 м³; 5 — Бигга, 1953 г.

приводятся на рис. 21. Хотя они довольно значительно отличаются друг от друга, но, учитывая существенные различия в методике эксперимента (так, Финдайзен и Шульц [360] и Пальмер [516] работали с камерой адиабатного расширения, Воркман и Рейнольдс, а также Кампе и Вейкман [417] изучали туман смешения в камере объемом от 30 л до 30 м³ и при различных скоростях охлаждения), следует признать совпадение результатов

удовлетворительным. В среднем число ядер при понижении температур от -12 до -32° возрастает в миллион раз.

Рау [537] в 1944 г. наблюдал при сравнительно малых переохлаждениях замерзание капель на полированной металлической поверхности. Параллельно со статистикой процесса замерзания он имел возможность следить за поведением отдельных капель. В полученных им спектрах активности ядер в диапазоне от 0 до -20° обнаружено несколько максимумов: при -4 , -11 , -12 и -19° . Наиболее резким является максимум при температурах -11 , -12° , при которых существенно увеличивается частота появления кристаллов также и в естественных облаках (см. гл. II).

Применяя многократное нагревание или высушивание замерзших капель, а также их повторное замораживание, Рау установил, что активность отдельных ядер не остается постоянной: температура замерзания капли понижается после повторных замораживаний, т. е. активность ядер уменьшается, а после высушивания — опять возрастает.

В 1951—1952 гг. Рау [539] в течение 14 месяцев ежедневно определял концентрацию ядер замерзания в атмосфере. Он нашел, что там всегда имеются в достаточном количестве ядра, действующие при малых переохлаждениях. Концентрация ядер, активных при какой-либо заданной температуре, колеблется от суток к суткам на несколько порядков и, по-видимому, не связана с влажностью воздуха, осадками и ветром. Рау полагал, что они зависят исключительно от смены воздушных масс, увеличиваясь, например, в полярном морском воздухе, тогда как тропический воздух очень беден ядрами замерзания. Пальмер [516] в 1949 г., определяя концентрацию ядер с самолета, не нашел выраженной зависимости числа ядер от высоты, но обнаружил, что ядра, активные до температуры -32° , имеют большую концентрацию под инверсиями. Наоборот, ядра, активные при -41° , наблюдаются только над инверсиями. Смит и Херфманн [583] также поднимали адиабатическую камеру на самолете. Они не нашли корреляции с высотой в пределах от 1 до 3,5 км, но отметили тенденцию к увеличению концентрации ядер замерзания над инверсиями.

Дальнейший прогресс в изучении ядер замерзания и их структуры связан с применением электронного микроскопа, который уже позволил экспериментально доказать существование ядер в каждой снежинке и капле и определить их размеры и даже состав.

Первые такие работы принадлежат японским исследователям (Кумай в 1951 г. [441], Окита в 1952 г. и Исоно в 1955 г. [397]). Кристаллы снега улавливались при снегопаде в условиях, гарантирующих чистоту осадков, на специальную подложку, покрытую органической пленкой. Они высушивались в эксикаторе при -4 , -8° , и остатки их наблюдались в электронный микроскоп. В центральной части кристалла всегда обнаруживалось одно

твердое ядро размером от 0,5 до 8 μ (по длинной оси). В других частях испарившегося кристалла обнаруживалось большое количество очень мелких твердых частиц, по размерам близким к ядрам конденсации (0,01—0,1 μ). Авторы исследования предполагают, что центральное ядро и служило ядром замерзания. По составу большинство ядер представляло собой частицы почвы, микроорганизмы, мелкие кристаллы солей (рис. 22). Исоно нашел также частицы глины, обзерненные мельчайшими кристаллами хлористого натрия. Существенным дефектом методики этих исследований было то, что не все наблюдаемые ядра обязательно были ядрами замерзания, на которых образовался кристалл, а могли быть захвачены из атмосферы во время падения снежинки.

Сулаж [585], [586] в 1955 г. продолжил эти исследования в обсерватории на вершине Пюи-де-Дом (Франция). Он исследовал как естественные кристаллы, так и кристаллы искусственного тумана, образовавшиеся в холодильной камере. Чтобы доказать, что наблюдаемые частицы действительно являются ядрами замерзания, твердые остатки кристаллов вновь подвергались увлажнению и замораживанию. На рис. 23 показана уловленная снежинка, ее остаток после высушивания и кристалл, вновь образовавшийся на этом ядре. Сулаж обнаружил действительные ядра замерзания, активные большей частью при -32° , но также и при температуре от -10 до -20° . Размеры ядер колебались от 7 до 25 μ . При этом был установлен интересный факт, что значительное большинство ядер относится к типу смешанных ядер Юнге, т. е. они состоят из капель растворов гигроскопических солей, в которых заключены очень мелкие твердые частицы. Сулаж в 1957 г. подтвердил данные прежних исследователей о составе ядер замерзания: им были найдены частицы глины, продукты сгорания, микроорганизмы, споры растений и пр. Оказалось, что при высокой относительной влажности кристаллы растворяются и образуют смешанные ядра.

Георги в 1958 г. при исследовании индивидуальных ядер замерзания также показал, что эти ядра являются смешанными ядрами Юнге и, смотря по обстоятельствам, могут быть активными и как ядра замерзания, и как ядра конденсации.

Следует отметить то обстоятельство, что эти авторы не обнаружили у твердых ядер кристаллической структуры. Лишь изредка на аморфных ядрах оседают мелкие кристаллы солей натрия и кальция. Это ставит под сомнение гипотезу, что ядрами замерзания служат кристаллы, изоморфные со льдом.

Такая гипотеза действительно пользовалась довольно широким распространением. Согласно ей, считали, что молекулы переохлажденной воды без затраты энергии будут располагаться на поверхностях изоморфного кристалла, естественным образом формируя лед. Однако Вейкман, а также Крыстанов [436] показали, что в атмосфере не существует ядер, строго изоморфных со

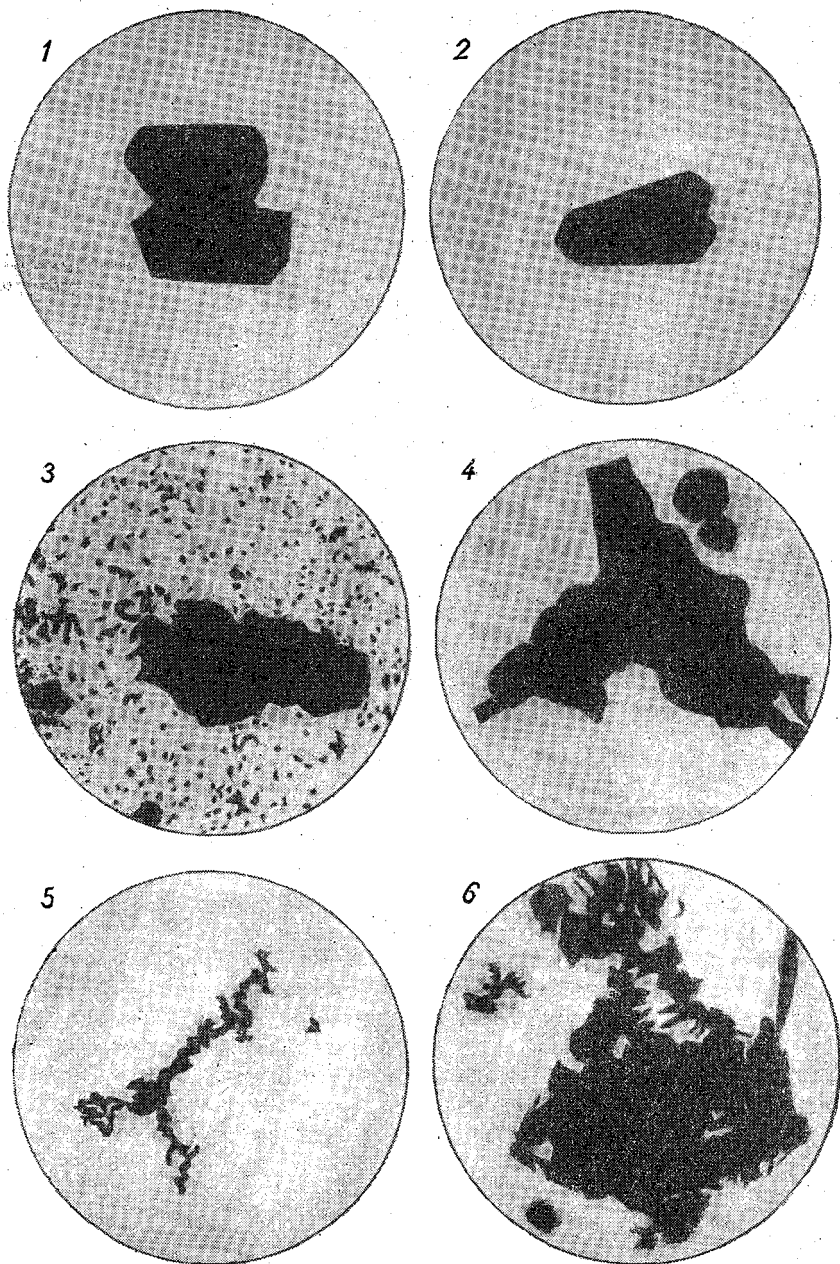


Рис. 22. Электронно-микроскопические съемки остаточных твердых частиц в снежинках (по Кумаи).

1 и 2 — частицы каолина, 3 — частицы глины, 4 — частицы почвы, 5 — группа частиц угля, 6 — микроорганизм (по предположениям Кумаи).

льдом. Таковыми не являются ранее считавшиеся изоморфными со льдом кристаллы кварца и кварца-тридимита. Как видоизменение этой теории, явилось предположение о необходимости для ядер замерзания наличия эпитаксии со льдом, т. е. близкой аналогии его кристаллической решетки с кристаллической решеткой льда. Это представление было использовано при поисках искусственных ядер кристаллизации, производившихся в целях искусственного воздействия на облака. Пруппахер и Зенгер [534] испытывали ряд веществ, относящихся к разным типам кристаллов. Из 104 различных веществ было обнаружено 44 вещества, активных в той или иной степени как ядра замерзания. Однако

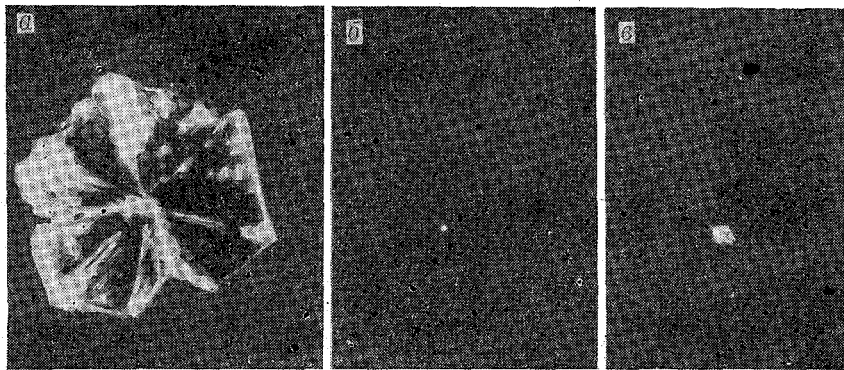


Рис. 23. Электронно-микроскопическое фото снежинки (по Сулажу).

а — первоначальная снежинка из естественного снегопада, б — остаток после высыхания, в — новообразование кристалла на остаточном ядре при -32° .

их кристаллическая структура не имела никакой корреляции с кристаллической решеткой льда.

В последнее время все более часто высказывается мысль о том, что механизм действия ядер кристаллизации связан с перестройкой молекулярной структуры воды. Монмори в 1955 г. показал, что молекулярная структура воды может рассматриваться как псевдокристаллическая, состоящая из малых областей, внутри которых молекулы располагаются по тетраэдрам, с молекулами водорода в основании и молекулами кислорода в вершине. Расположение тетраэдров при положительной температуре совершенно отлично от структуры льда. По мере переохлаждения структура воды приближается к структуре льда. По мнению Рау, при очень глубоком переохлаждении, порядка -70° , структура воды приближается к другой модификации льда — кубической.

Весьма существенной является особенность структуры воды, выявленная Вейлем в 1951 г. [625]. На самой поверхности воды

образуется двойной электрический слой, в котором дипольные моменты направлены внутрь. Такая ориентировка диполей способствует переохлаждению воды, так как препятствует переходу к тетраэдрической структуре льда. Пруппахер и Зенгер [534], а также Хослер [390] полагают, что действие ядер замерзания должно заключаться в том, что их внедрение в поверхностную пленку разрушает или ослабляет дипольную структуру. Для этого ядра кристаллизации должны обладать такой же структурой поверхности, как и вода, т. е. дипольные моменты молекул должны быть направлены внутрь. Тогда при сближении моменты капли и ядра будут ориентированы в противоположные стороны, что приведет к переориентировке диполей, т. е. к разрушению поверхностного поля.

Из этой гипотезы следует, что ледообразующая способность ядер является чисто поверхностным свойством и что ядрами кристаллизации могут служить такие вещества, которые обладают иной поляризуемостью, чем вода. Хослер считает, что таково именно действие иодистого серебра и других иодидов, которые являются наиболее активными искусственными ядрами замерзания.

В отношении происхождения ядер замерзания также нет еще полной ясности. Исходя из состава ядер, найденных при электронно-микроскопических исследованиях, большинство исследователей полагают, что источником ядер является поверхность земли, с которой поднимаются мелкодисперсные твердые, большей частью аморфные частицы.

Сулаж [584] в 1954 г. обратил внимание на то, что наиболее интенсивное образование ядер замерзания связано с взаимодействием континентальных и морских ядер: твердые частицы с суши, встречаясь с каплями, проникают в них и образуют те смешанные ядра, существование которых обнаружил Юнге. Основанием к такому представлению явились особенно высокие концентрации ядер замерзания, наблюдавшиеся над Атлантическим побережьем Франции и вдоль берегов Флориды (США).

Боуэн в 1953 г. выдвинул иную гипотезу происхождения атмосферных ядер замерзания. Исходя из обнаруженного Смитом и Хефернаном [583] повышения концентрации ядер над слоями инверсий, он предположил, что эти ядра приходят из верхних слоев атмосферы или из межпланетного пространства и что их источником является метеоритная пыль. Не имея возможности экспериментально проверить свою гипотезу, Боуэн попытался подтвердить ее косвенно. Он рассуждает следующим образом: концентрация ядер замерзания на высотах подвержена весьма значительным колебаниям. Периоды особенно высокой концентрации должны проявляться в большой интенсивности осадков. Если увеличение числа ядер замерзания зависит от увеличения содержания в воздухе метеоритных частиц, то должна иметь место корреляция между календарными датами интенсив-

ных дождей и датами метеорных потоков. Боуэн показал, что повторяемость осадков за ряд лет в летние месяцы (декабрь, январь и февраль) в Австралии (Южное полушарие) а также и во многих пунктах Северного полушария увеличивается через 30 дней после каждого метеорного дождя. Боуэн принял, что за 30 дней метеорная пыль оседает из верхних слоев атмосферы до тропосферы. Однако Оливеру в Африке не удалось подтвердить эти выводы, а Сулаж также не обнаружил связи ливней с метеорными потоками для районов Франции и Северной Африки. По наблюдениям Мак-Дональда в Аризоне (США), связь концентрации ядер замерзания с метеорными потоками полностью отсутствует.

Таким образом, гипотеза Боуэна не нашла хорошего подтверждения и в настоящее время надо принять гипотезу о «земных» источниках ядер замерзания.

Приведенные выше многочисленные исследования кристаллизации в целом подводят фундамент под гипотезу вторичности образования ледяной фазы в атмосфере, через посредство жидкой фазы. Они ставят на реальную почву идею о ядрах замерзания. Подтверждено само существование ядер замерзания различных типов, выявлены температурные диапазоны их активности и получено представление о природе ядер и их источниках. Однако остается пока еще не выясненным основной вопрос — о механизме действия ядер замерзания. Согласно теории фазовых превращений, принцип действия всякого инородного ядра заключается в уменьшении энергетического порога от старой фазы к новой. В случае ядер конденсации уменьшение работы, затрачиваемой на образование зародыша новой фазы, происходит путем уменьшения упругости пара над зародышем. При переходе от жидкой фазы к твердой такое понижение упругости пара не имеет места, а решающее значение получает уменьшение поверхностного натяжения. Однако до сих пор предметом различного рода гипотез является вопрос о механизме влияния инородной частицы на межповерхностную энергию поверхности лед — вода.

МИКРОСТРУКТУРА ОБЛАКОВ

§ 14. ФАЗОВОЕ СОСТОЯНИЕ ОБЛАКОВ

При изучении микроструктуры облаков первой проблемой является вопрос о фазовом состоянии облаков, о наличии в них капель, кристаллов или смеси их.

В аэрологии различают облака капельные (водяные), смешанные и кристаллические. Фазовое состояние облаков опреде-

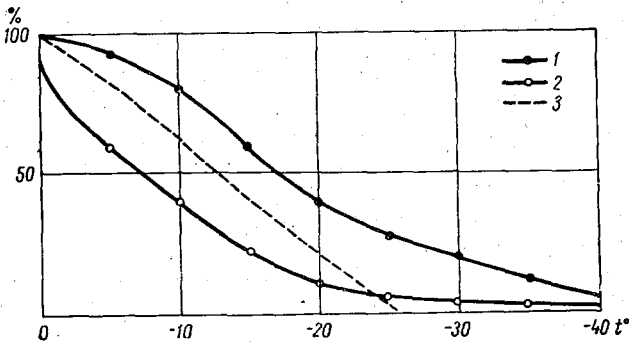


Рис. 24. Средняя повторяемость переохлажденной и смешанной фаз над ЕТС.

1 — совместно водяные и смешанные облака, 2 — чисто водяные облака (по А. М. Боровикову и Л. Г. Сахно), 3 — водяные облака (по Пеплеру).

ляется либо косвенно (наличие жидкой фазы — по явлению обледенения, наличие кристаллов — по явлениям гало, нижнего солнца и т. п.), либо путем прямых наблюдений соответствующих проб элементов облака под микроскопом. Большой материал косвенных наблюдений, собранный в Германии в 1931—1935 гг., был обработан Пеплером [524], а многочисленные данные (почти 9000 наблюдений за фазой и температурой) микроскопического определения фазы облаков в семи пунктах СССР от Львова на западе до Свердловска на востоке за 1953—1958 гг. были обработаны Боровиковым и Сахно. На рис. 24 представлена рассчитанная ими повторяемость переохлажденной фазы в чисто водяных и в смешанных облаках для всей

Европейской территории СССР (ЕТС). Видно, что переохлаждение капель может наблюдаться до весьма низких температур (до $-40,6^\circ$). До температуры -17° жидкая вода встречается более чем в половине всех наблюдавшихся облаков, а в интервале $0-10^\circ$ — в 86% всех случаев.

Повторяемость чисто водяных переохлажденных облаков убывает с понижением температуры гораздо скорее, чем повторяемость смешанных, в особенности быстро в интервале $0-20^\circ$. Уже при температуре -8° она становится менее 50%, а при -20° — всего 10%.

Наиболее низкие температуры, при которых еще наблюдались чисто водяные облака, была $-36,3^\circ$ (Архангельск) и $-34,2^\circ$ (Свердловск). Отношение числа чисто водяных облаков к общему числу наблюдений при данной температуре характеризует вероятность того, что элементы облака не замерзнут за время жизни облака. Эта вероятность близка к 79% при $0-1^\circ$, 30% при $-12, -13^\circ$ и 7% при $-21, -22^\circ$, т. е. вероятность незамерзания еще довольно велика и при этих низких температурах.

На рис. 24 нанесена пунктиром кривая повторяемости переохлажденных облаков, но надо отметить, что к этим последним Пеплер относил только те облака, в которых отмечалось обледенение самолета. Последние же работы по обледенению показали, что довольно часто оно может и отсутствовать в переохлажденных капельных облаках, если только капли мелки, а размеры обледеневающих деталей велики, т. е. коэффициент захвата (см. гл. XI) мал.

Повторяемость переохлаждения зависит, по-видимому, от географического района. Оказалось, что в Архангельске — Свердловске она значительно больше, чем на западе и юге ЕТС. Это происходит главным образом вследствие большей частоты появления смешанных облаков. В то время как повторяемость чисто водяных переохлажденных облаков и ее зависимость от температуры не имеет заметного сезонного хода, повторяемость переохлажденной фазы при $t < -11^\circ$ увеличивается осенью и зимой и уменьшается летом (рис. 25). Из рассмотрения географических и сезонных особенностей переохлаждения таким образом выясняется, что при одной и той же температуре переохлажденная фаза сменяется кристаллической в более теплых районах, и в теплое время года скорее (с большей вероятностью), чем в северных холодных районах и в зимний сезон. В этих последних условиях переохлажденные капли длительное время существуют наряду с кристаллами, образуя смешанные облака. Аналогичный результат по отношению к фронтальным облакам получила и Е. Г. Зак [80] в 1949 г.

Объяснить эти закономерности нелегко. Из теории фазовых превращений и из лабораторных экспериментов следует, что образование ледяного зародыша в переохлажденной капле требует определенного времени [91], [94], т. е. должен пройти некоторый

промежуток времени от момента образования капли до ее замерзания. Можно полагать, что при одинаковых макропроцессах развития облака длительность «жизни» каплей приблизительно одинакова. Если капля возникла при более низкой температуре,

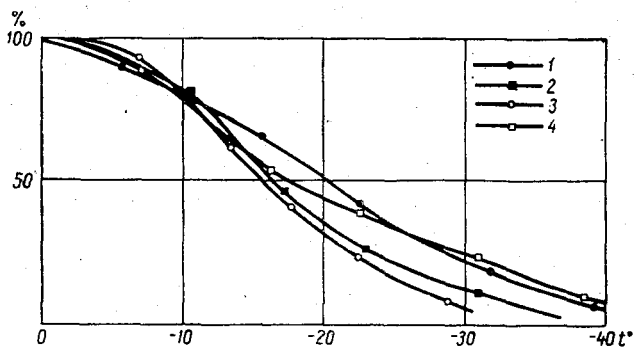


Рис. 25. Средняя повторяемость переохлажденной фазы над ЕТС в различные сезоны:

1 — зима, 2 — весна, 3 — лето, 4 — осень (по А. М. Боровикову и Л. Г. Сахно).

то, например, уносимая потоком воздуха вверх, она может достигнуть области более низких температур, чем капля, возникшая в теплом облаке. Поэтому вероятность наличия переохлажденной фазы при данной температуре больше, если начальные

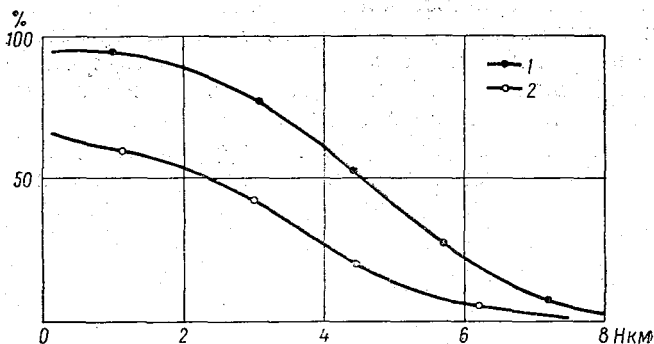


Рис. 26. Средняя повторяемость переохлажденной фазы по высоте над ЕТС.

1 — чисто водяные + смешанные облака, 2 — чисто водяные облака.

температуры зарождения капель (так же как и температуры у поверхности земли) более низкие.

В летнее время большая скорость вертикальных движений в облаках, интенсивность процесса конденсации и, следова-

тельно, большие размеры капель также способствуют, согласно упомянутой теории, увеличению вероятности их замерзания.

Значительный интерес представляет распределение вероятности переохлаждения по высоте (рис. 26).

До 2 км почти все облака, имеющие отрицательную температуру, содержат переохлажденные капли. Вплоть до высоты $4\frac{1}{2}$ км переохлажденная фаза присутствует более чем в половине облаков, а выше начинают преобладать кристаллические облака. Переохлажденная фаза наблюдалась на высотах до 6,8 км, но и это нельзя считать ее пределом, так как высота 7 км практически являлась потолком зондирования при использованных наблюдениях.

Максимальные повторяемости переохлажденных облаков на больших высотах наблюдались в северных и восточных пунктах — в Свердловске, Архангельске и Ленинграде.

§ 15. РАЗМЕРЫ ЭЛЕМЕНТОВ КАПЕЛЬНЫХ СЛОИСТООБРАЗНЫХ И ФРОНТАЛЬНЫХ ОБЛАКОВ

Наиболее подробный современный материал, характеризующий микроструктуру капельных слоистообразных облаков, был собран Центральной аэрологической обсерваторией в 1951—1954 гг. совместно с Рижской и Одесской геофизическими обсерваториями. В Риге было обследовано 270 случаев облаков, в Одессе — 91 случай, в экспедициях ЦАО 1951—1954 гг. в центральных и северо-восточных районах ЕТС — 156 случаев, в 1954 г. в юго-западных районах — 36 случаев. При этих полетах наиболее подробно были обследованы слоисто-кучевые облака (272 случая), слоисто-дождевые (110 случаев) и слоистые облака (72 случая), а также высоко-кучевые (59 случаев).

Оказалось, что, изучая микроструктуру, мы не должны ограничиваться сравнением только основных форм облаков, но должны детализировать их. Наблюдения показывают, что микроструктура отдельных подтипов одной общей формы облаков, например облаков с осадками и без них, облаков смешанных и чисто капельных, может заметно различаться. Сравнение детализированных форм оказалось возможным для: St капельных сплошных без осадков (50 случаев), Sc капельных сплошных без осадков (137 случаев), Sc капельных с просветами без осадков мощностью менее 200 м (31 случай) и Sc смешанных сплошных с осадками (26 случаев). Недостаточное число наблюдений в других формах затрудняет их детализацию.

Во все результаты наблюдений спектров размеров капель, в отличие от некоторых предыдущих работ, были введены поправки на коэффициент захвата капель заборником, применявшимся при наблюдениях (см. гл. XI). Поскольку исправленное таким способом число малых капель возрастает сильнее, чем

больших, средний радиус при введении такой поправки заметно уменьшается.

Для характеристики спектра размеров облачных капель в качестве рабочей формулы была выбрана эмпирическая формула, предложенная в ЦАО А. Х. Хргианом и И. П. Мазиным [192] и имеющая вид

$$n(r) = ar^2 e^{-br} = ar^2 e^{-\frac{3r}{r_{\text{cp}}}}, \quad (15.1)$$

где r — радиус капли, r_{cp} — средний арифметический радиус, $n(r)$ — плотность распределения капель в 1 см^3 по размерам (количество капель, заключенных в диапазоне от r до $r+dr$, равно $n(r)dr$), a — постоянный параметр.

Можно показать, что

$$r_{\text{cp}} = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} rn(r) dr = \frac{3}{b},$$

$$W = \frac{4}{3} \pi \rho_w \int_0^{\infty} r^3 n(r) dr,$$

$$a = 1,45 \frac{W}{r_{\text{cp}}^6} \cdot 10^{-6},$$

где $N = \int_0^{\infty} n(r) dr$ — общее число капель в 1 см^3 , W — водность облака в г/м^3 .

Величина r_{cp} в (15.1) является основным параметром, характеризующим как общий уровень размеров капель, так и их разброс. Метод вычисления r_{cp} , весьма близкого к истинному среднеарифметическому, был таков.

Определив из опыта n для различных значений r , наносят на график по оси ординат величину $y = \lg n - 2 \lg r$, а по оси x — величину r . Точки при этом располагаются очень близко около прямой, наклоненной к оси абсцисс под таким углом β , что

$$\text{tg } \beta = \frac{N \sum xy - \sum x \sum y}{N \sum x^2 - (\sum x)^2} = b \lg l.$$

Диапазон используемых для этого точек определяется, с одной стороны, радиусом r_1 еще улавливаемых прибором капель (обычно $r_1 = 4 \mu$), с другой — каплями ($r = r_2$), число которых достаточно велико для выведения среднего ($n > 10$ обычно было при $r_2 = 20 \mu$; см. табл. 13). Далее вычисляется $r_{\text{cp}} = \frac{3}{b}$.

В табл. 13 приведены значения N , r_{cp} , r_1 , r_2 для основных форм облаков, по которым имелось сравнительно большое

количество данных (St, Sc, Ac, Ns) в различных географических районах. Эта таблица составлена на основании измерения в общем более чем 660 000 капель, из которых более 500 000 взяты в облаках Sc и St. В ней приведены также значения коэффициентов корреляции R между x и y , характеризующих степень соответствия эмпирической формулы (15.1) экспериментальным данным.

Высокие значения R (0,96—0,99, исключая облака Ac, в которых проводилось слишком мало наблюдений) говорят о том, что принятый способ обработки вполне оправдан.

Из табл. 13 следует, что в большинстве случаев $r_{\text{ср}}$ находится в пределах 5—6 μ (лишь в облаках Ac обычно несколько меньше 5 μ , вероятно, в связи с их малой мощностью).

Средние радиусы капель в общем несколько меньше тех, которые были получены ранее Боровиковым, Димом, Брикарром и др. Напомним, что приведенные в табл. 13 средние радиусы капель вычислялись с поправкой на неполное улавливание более мелких капель на стеклянную пластинку. Без этой поправки преувеличивается относительная роль крупных капель и $r_{\text{ср}}$ будет больше истинного среднего радиуса. Это легко видеть из табл. 14, в которой указаны средние радиусы капель $r_{\text{ср}}$, рассчитанные с учетом поправок, и $r_{\text{ср}}$, вычисленные непосредственно по фотографиям улавливающих пластинок. Разница их достигает 1—2,5 μ .

Следует отметить, однако, что экспериментальные данные о распределении капель по размерам аппроксимировались эмпирической формулой (15.1) на участке $r \geq 4 \mu$, т. е. предполагая, что для капель радиусом от 0 до 4 μ эта формула также хорошо описывает истинное распределение. Однако при применении описанного в § 76 метода капли с $r < 4 \mu$ не улавливались, и судить об их числе и об их влиянии на $r_{\text{ср}}$ невозможно. Работы, проводившиеся в Геофизическом институте АН СССР с заборниками другого типа, улавливающими капли с $r = 2—3 \mu$, показали, однако, что и в этой области нет существенного расхождения между наблюдаемым и вычисленным по формуле (15.1) спектром размеров. Это позволяет считать, что величина, которую мы будем использовать и в дальнейшем, близко соответствует истинному среднему радиусу капель облака.

§ 16. СВЯЗ МИКРОСТРУКТУРЫ ОБЛАКОВ С ИХ ФОРМОЙ

Анализируя данные табл. 13, легко заметить, что существенной разницы в средних спектрах распределения капель в облаках различных форм не обнаруживается.

Между тем ранее многие исследователи получали довольно четкую зависимость между средними микроструктурными характеристиками и формой облаков. Так, Брикар [259] указывал сле-

дующие значения r_{cp} : для St — 4,2 μ , Sc — 7,6 μ , Ns — 9,8 μ ; Боровиков в 1948 г. [14] давал сходные значения размеров: для St — 4,6 μ , Ac — 7,1 μ , Sc — 8,2 μ и Ns — 12,0 μ ; Дим [294] получил иные значения: для St — 6,0 μ , Sc — 5,4 μ и Ns — 6,0 μ , причем по его данным, Sc оказываются более мелкокапельными, чем St. Наиболее полные современные зарубежные данные о микро-структуре облаков мы находим у Льюиса [456]. В заимствованной у него табл. 15 приведены повторяемости (в %) для интервалов диаметров в 5 μ , а также медианные значения диаметра d_0 . Как будет показано ниже в § 19, из (15.1) следует, что $d_0 = 0,880 d_{cp}$. Кроме того, мы вычислили по данным табл. 15 приближенные среднеарифметические значения d_{cp} и r_{cp} ; приведенные в последней строке таблицы d_{cp} , действительно, в общем несколько больше d_0 . Средние радиусы капель на Тихоокеанском побережье США оказываются во всех формах облаков значительно больше значений, приведенных в табл. 13. Это расхождение может зависеть как от метода наблюдений, так и от особенностей интенсивного процесса образования облаков над побережьем.

Таблица 13

№ п/п	Форма облаков	N	$r_1 \div r_2$			R	N	$r_1 + r_2$			R		
			r_1	r_2	r_{cp}			r_1	r_2	r_{cp}			
		Экспедиция 1951—1953 гг.				Экспедиция 1954 г.							
1	St	15 272	4—21	5,5	0,973	12 674	4—21	5,5	0,961				
2	Sc	190 491	4—20	5,4	0,988	40 453	4—23	5,8	0,976				
3	Ns	115 539	4—22	5,1	0,964	3 256	4—22	6,5	0,988				
4	Ac	1 906	4—19	4,4	0,978	433	4—20	5,5	0,894				
		Экспедиция 1954 г. (Одесса)				Одесса, 1953—1954 гг.							
1	St	36 131	4—20	5,1	0,979	11 343	4—20	4,6	0,985				
2	Sc					18 473	4—22	4,3	0,982				
3	Ac					1 176	4—21	5,3	0,970				
4													
		Рига, 1953—1954 гг.				Итого по всем материалам							
1	St	27 453	4—21	5,0	0,985	66 742	4—21	5,2	0,980				
2	Sc	153 951	4—22	4,7	0,979	439 463	4—23	5,0	0,992				
3	Ns	18 268	4—22	5,7	0,973	137 063	4—22	5,5	0,986				
4	Ac	14 085	4—21	4,9	0,959	17 600	4—21	4,8	0,984				

Согласно табл. 15, в «других районах США» средний радиус заметно меньше и для облаков St—Sc он близко подходит к найденному нами. Эти данные для St—Sc, кстати, основаны у Льюиса на наибольшем числе наблюдений. Как будет указано ниже, значения $r_{cp} = 9—10 \mu$, по Льюису, для Си—Сб соответствуют тем, которые наблюдаются у нас в конвективных обла-

ках выше 500 м над их основанием. Возможно, что нижняя часть Сu и Сb при полетах в США не исследовалась, так как она, несомненно, всегда очень мелкокапельная.

Таблица 14

№ п/л	Форма облаков	Экспедиция 1951-1953 гг.		Экспедиция 1954 г. (ЕТС)		Экспедиция 1954 г. (Одесса)		Одесса, 1953-1954 гг.		Рига, 1953-1954 гг.		Общее среднее
		r_{μ}	$r_{\text{ср}}$	\bar{r}	$r_{\text{ср}}$	\bar{r}	$r_{\text{ср}}$	\bar{r}	$r_{\text{ср}}$	\bar{r}	$r_{\text{ср}}$	
1	St	5,5	6,9	5,5	5,7			4,6	5,6	5,0	5,8	5,15
2	Sc	5,4	6,8	5,8	7,4	5,1	6,3	4,3	4,2	4,7	4,5	5,06
3	Ns	5,1	6,6	6,5	9,1			3,8	5,6	5,7	5,9	5,3
4	Ac	4,4	6,4	5,5	7,3			5,3	6,3	4,9	6,1	5,0

Можно думать, что облака, объединяемые в одну форму (например, Sc), довольно разнообразны по происхождению и по свойствам, и что их микрофизическое строение зависит от многих факторов, учесть которые, рассматривая только внешнюю форму облака, крайне трудно. Действительно, все авторы, определявшие значения среднего радиуса, указывали, что колебания его в отдельных случаях весьма велики. Так, Брикар подчеркивал, что в Sc $r_{\text{ср}}$ колеблется от 6,1 до 9,9 μ , а по данным Боровикова, $r_{\text{ср}}$

Таблица 15

Повторяемость (%) различных значений средних эффективных диаметров капель (по Льюису, США)

Диаметр (μ)	Тихоокеанское побережье			Другие районы США		
	Ac, Ac-As	St, Sc	Cu, Cb	Ac, Ac-As	St, Sc	Cu, Cb
	Число случаев					
	112	60	220	128	267	110
0-9	8	5	5	20	32	6
10-14	22	36	19	32	43	31
15-19	28	25	25	30	16	35
20-24	22	17	28	12	6	20
25-29	7	7	15	5	2	5
>29	13	10	8	1	1	3
Нижняя квартиль	13,5	12,5	14,5	10	9	13
Медиана d_0	18	16	19,5	14	11	16
Верхняя квартиль	23	22	24	18	14,5	20
Концентрация в 1 см ³	35	100	90	75	320	160
Среднее $\left\{ \begin{array}{l} d_{\text{ср}} \\ r_{\text{ср}} \end{array} \right.$	18,8 9,4	19,8 9,9	19,6 9,8	14,2 7,1	11,6 5,4	17,6 7,8

в St колеблется от 2,8 до 7,6 μ , в Sc — от 5,1 до 12,8 μ , в Ns — от 7,1 до 17,0 μ .

Рассмотрим возможные причины этих колебаний.

Как само облако никогда не является стационарным, так и его элементы все время живут и меняются. При этом капли зарождаются, растут, а затем либо выпадают из облака, либо вновь уменьшаются при испарении. В первой стадии своего развития облако мелкокапельно и относительно монодисперсно, затем капли все более и более укрупняются и спектр их расширяется. Наконец, в последней стадии «смерть» облака может наступить либо в результате испарения капель, либо после выпадения осадков, а затем уже испарения оставшейся части облака. В первом случае спектр капель претерпевает обратное изменение и облако становится все более и более мелкокапельным. Во втором случае начавшиеся осадки «вымывают» более интенсивно крупные капли радиусом $r > 3 \mu$, тем самым повышая долю более мелких капель. И в этом случае облако становится более мелкокапельным, если не учитывать в нем капель осадков, число которых в 1 см³ весьма мало по сравнению с концентрацией собственно облачных капель. Какова продолжительность этих стадий жизни облака, в настоящее время еще не изучено, это задача будущего¹.

Результаты предыдущих работ [17], [124], [222], [223], [237] позволяют связать спектры распределения облачных капель с высотой.

В каждом облаке размеры капель растут от нижней его границы вверх, достигая максимума несколько ниже верхней границы. В том случае, если облако продолжает развиваться вверх, наиболее крупные капли могут оказаться и близ верхней границы.

Диапазоны изменений средних радиусов капель для одного и того же типа облака в зависимости от стадии его развития и от относительной высоты в толще облака довольно широки и перекрываются для различных форм облаков. Таким образом, осредненные характеристики облаков разных форм, если пренебречь зависимостью их от стадии их развития и от относительной высоты в облаке, отличаются друг от друга меньше, чем характеристики отдельных облаков одной и той же формы или даже одного и того же облака, но в разных стадиях его развития или на разных уровнях в нем.

¹ Рассматривая этот вопрос, следует различать «период жизни» облака в целом и «период жизни» капель, его составляющих, имея в виду, что они обычно существенно различны, так как за весь период жизни облака составляющие его капли многократно сменяются. Ярким примером могут служить *As lenticularis*, образующиеся с подветренной стороны горных хребтов. Они могут сохраняться часами, практически не изменяясь, в то время как капли в них непрерывно образуются и испаряются, быстро проходя свой полный цикл развития. Однако как размеры отдельных капель, так и средние размеры капель облака в целом в начальной и конечной стадии его развития меньше.

Детализируя структуру каждой формы облаков и учитывая наличие осадков, в частности, слоистые облака (St) следует разделить на четыре подгруппы, приведенные в табл. 16. При этом для того чтобы получить ясное представление об изменении микроструктуры с высотой, эти подгруппы следует разбить по высоте на три части — нижнюю, среднюю и верхнюю трети. Подобное деление, которое удалось сделать для двух подгрупп, было, конечно, до некоторой степени формальным, так как мощность отдельных облаков St была весьма различна.

Таблица 16 показывает, что более крупнокапельными среди St являются сравнительно мощные сплошные капельные облака, не дающие осадков, для которых $r_{cp} = 5,2 \mu$, отклоняясь в отдельных пунктах не более чем на $\pm 0,6 \mu$. Наиболее мелкокапельными будут тонкие (мощностью не более 100—200 м) облака и смешанные облака St, из которых выпадают осадки. Для них r_{cp} несколько превышает 3μ . Малая мощность St в этом случае определяет незначительную длину «свободного пробега» капель, которая не способствует их росту. Мелкокапельность тонких облаков косвенно подтверждает высказанное соображение о связи микроструктуры облаков со стадией их «жизни». Естественно считать, что большинство таких (мощностью менее 200 м) облачных слоев — это либо зарождающиеся, либо, наоборот, распадающиеся и «тающие» облака¹.

Т а б л и ц а 16

Слоистые облака (St)

Облака	Экспедиция 1951—1953 гг.		Одесса, 1953—1954 гг.		Рига, 1953—1954 гг.	
	N	r_{cp}^{μ}	N	r_{cp}^{μ}	N	r_{cp}^{μ}
Сплошные капельные без осадков	5,8		4,63		5,24	
	(общее среднее r_{cp})					
1/3 высоты	994	4,14	1982	4,9	1349	3,85
2/3 "			2209	4,66	4630	4,54
3/3 "	8238	5,96	2439	4,14	10138	5,73
Сплошные капельные без осадков, $\Delta H = 100-200$ м			1421	3,07		
Смешанные без осадков, $\Delta H \leq 100$ м	2102	3,24				
Сплошные смешанные с осадками						3,80
1/3 высоты					1276	3,99
2/3 "					1340	2,97
3/3 "					4590	3,89

¹ Могут, конечно, быть случаи, когда тонкие облачные слои сохраняются длительное время (например, подынверсионные слоистые облака). Однако такие облака связаны с малоинтенсивными вертикальными потоками, что в свою очередь обуславливает их мелкокапельность.

Можно заметить также, что в чисто капельных сплошных облаках St обычно размеры капель увеличиваются с высотой. Это отмечается, например, по данным экспедиций 1951—1953 гг. и по наиболее полным рижским материалам. Подобный характер распределения капель является в настоящее время установленным фактом.

Несколько иной ход радиусов в функции высоты наблюдается в смешанных облаках с осадками, где часто минимальные размеры отмечаются не на нижней границе облаков, а внутри их и где вообще изменение размеров капель по высоте менее правильно.

Облака Sc (табл. 17) удалось разделить на 6 подгрупп и в трех из них оказалось возможным рассмотреть изменение размеров капель по слоям, как в табл. 16. Однако такие детализированные подгруппы среди Sc с осадками можно было выделить только по материалам экспедиций 1951—1953 гг. и в меньшем количестве по материалам наблюдений в Риге.

Размеры капель для облаков различных подгрупп были однороднее, чем в St, и различие r_{cp} , доходившее до 3 μ в St, здесь было не больше 1,5 μ . Наиболее крупнокапельными оказались Sc достаточно мощные, сплошные, капельные, не дающие осадков, а наиболее мелкокапельными — облака малой мощности и смешанные облака.

В сплошных капельных Sc, не дающих осадков, почти во всех пунктах размеры капель возрастали от нижней границы к верхней.

В Sc, дающих осадки, так же как в аналогичных St, в одном случае капли внутри облака были несколько мельче, чем у нижней границы, в другом — распределение было аналогично наблюдаемому в облаках без осадков.

Весьма характерный пример такого распределения приводил А. М. Боровиков [17]. На рис. 27 представлено наблюдаемое им распределение среднего радиуса \bar{r} (неисправленного) и радиуса наиболее часто встречающихся капель r_m при полете двух аэростатов 14—15/X 1947 г. Полет этот происходил в массе теплого морского полярного воздуха, притекавшего с запада на ЕТС. На рис. 27 видно, что \bar{r} и r_m быстро и почти линейно возрастали примерно до середины облака, а далее оставались почти постоянными. Лишь у самой верхней границы намечалась некоторая тенденция к уменьшению радиусов.

Несколько неожиданным является тот факт, что в своей верхней части смешанные облака в табл. 17 оказались весьма крупнокапельными ($r_{cp} = 5,1 \div 6,7 \mu$). Вероятно, это вызвано тем, что большинство наблюдавшихся облаков в этой группе было «заражено» кристаллами сравнительно недавно и их присутствие еще не сказалось существенным образом на крупнокапельной фракции.

Слоисто-кучевые облака (Sc)

	Экспедиция 1951—1953 гг.		ЕТС, экспедиция		Экспедиция 1954 г., Одесса		Одесса, 1953—1954 гг.		Рига, 1953—1954 гг.	
	N	$r_{ср}^{\mu}$	N	$r_{ср}^{\mu}$	N	$r_{ср}^{\mu}$	N	$r_{ср}^{\mu}$	N	$r_{ср}^{\mu}$
С просветами капельные без осадков, $\Delta H = 100-200$ м	14 783	4,73							5 379	4,26
С просветами капельные без осадков	4,51									
Сплошные капельные без осадков	5,44		5,99		5,37		4,45		4,58	
1/3 высоты	16 498	4,39	3 119	5,46	8 009	5,33	4 220	4,42	27 480	3,88
2/3 "	14 858	5,58	2 564	6,00	11 878	5,63	2 809	4,23	29 903	4,73
3/3 "	98 484	5,85	20 873	6,22	8 791	5,2	5 883	4,55	39 931	4,63
С просветами капельные с осадками $\Delta H = 100-200$ м	5,18								2 055	5,02
Сплошные капельные с осадками										
1/3 высоты	1 954	4,32								
2/3 "	1 242	4,59								
3/3 "	13 306	5,37								
Сплошные смешанные с осадками	5,73								4,50	
1/3 высоты	8 170	3,32							7 661	3,64
2/3 "									4 306	4,05
3/3 "	10 969	6,67							6 591	5,08

Зависимость микроструктуры облаков от географического района выражена сравнительно слабо. Действительно, как показывает табл. 14, облака St и Sc на побережьях (Одесса, Рига) несколько более мелкокапельны, чем те же облака внутри континента, хотя эта разница очень мала. Так, по данным полетов внутри континента, $r_{\text{ср}}$ в облаках St равен 5,5 μ , в то время как в Риге он равен 5,0 μ , а в Одессе — 4,6 μ . Соответственно в случае Sc имеем для континентальных облаков $r_{\text{ср}}=5,4-5,8 \mu$, а для облаков на побережьях — 4,6—4,3 μ . Эта же зависимость повторяется для некоторых детализированных форм этих облаков, например Sc сплошных капельных без осадков в табл. 17. Большую мелкокапельность облаков на побережье обнаружили

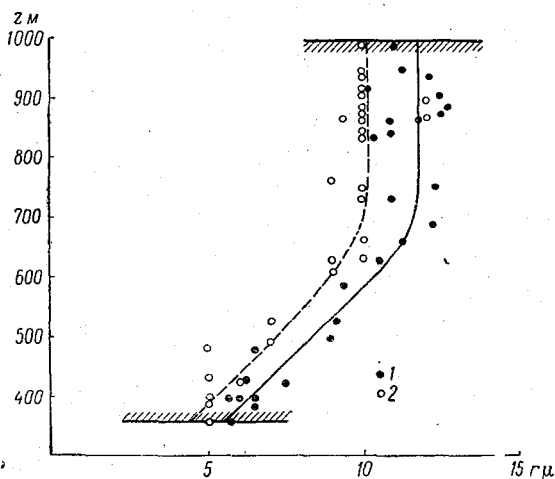


Рис. 27. Распределение средних (1) и преобладающих (2) радиусов капель в облачном слое. Полет 14—15/X 1947 г. в облаках Sc. (по А. М. Боровикову).

и Тонкова с Решиковой [206]. Возможно, что при прочих равных условиях капли облаков St — Sc в прибрежных районах в среднем более «молодые», чем в районах континентальных.

Для облаков Ns и Ac такой зависимости обнаружить не удалось. В Ac как будто даже обнаруживается обратная зависимость, хотя материал наблюдений по ним очень невелик. Таким образом, практически микроструктура облаков почти не зависит от географического положения.

Этот вывод расходится с упомянутыми результатами Льюиса. Возможно, специфические условия Тихоокеанского побережья США — наличие вблизи берега высокой горной цепи и холодного океанского течения — оказывают существенное влияние на процессы облакообразования.

§ 17. О РЕПРЕЗЕНТАТИВНОСТИ СРЕДНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОБЛАКОВ

Возникает вопрос — можно ли охарактеризовать микроструктуру облака, сфотографировав один или несколько кадров, например 100 или 1000 капель, а также могут ли существенно отличаться спектры размеров капель подобных по форме облаков.

Можно привести пример, когда 10/III 1954 г. в Одессе в капельных слоистых облаках мощностью от 130 до 560 м были взяты у нижней границы 2 пробы — одна в 3 часа 58 мин., другая в 5 час. 17 мин. Средние радиусы капель были соответственно равны 2,1 и 7,8 μ . Число капель в пробах было соответственно 246 и 206.

В другом случае зондирования облаков в Риге 10/III 1954 г. пробы, взятые внутри облака в одинаковых условиях, через 15 мин. показали, что в первой было $r_{cp} = 2,32 \mu$, во второй — $r_{cp} = 5,0 \mu$, а число капель соответственно было равно 525 и 636. Имеются и другие аналогичные примеры.

Такие большие различия спектров капель в единичных пробах вызваны, видимо, наличием больших флуктуаций размеров капель внутри облака. Для последнего, очевидно, отдельные пробы, включающие несколько сотен капель, нехарактерны, и необходимо выводить средний радиус из наблюдений большего числа (порядка 10 000) капель.

Для ответа на второй вопрос были взяты наудачу 8 случаев облаков Sc, сплошных капельных, не дающих осадки, в одном пункте — Риге (6/II; 6, 9, 10, 11, 12, 15, 23/III). Из них в 6 случаях величина r_{cp} колеблется в пределах от 4,4 до 5,0 μ (4,7; 5,0; 4,5; 4,4; 4,6; 4,8), а в двух других величина r_{cp} была много меньше — 1,3 и 2,6 μ . Одно из этих мелкокапельных облаков имело малую мощность (менее 200 м) и находилось в стадии распада, а в другом незадолго до наблюдений отмечались кристаллы, что, видимо, и объясняет малые размеры капель в облаке. Очевидно, в устойчивых облаках одинаковой мощности с однородной фазой и в отсутствие осадков размеры капель довольно постоянны.

Вышеприведенные примеры показывают также, что колебания r_{cp} в отдельных облаках одной формы того же порядка, а мо-

Таблица 18

Форма облаков	r_{cp}^{μ}	Форма облаков	r_{cp}^{μ}
St	5,0	Sc — 1/3	4,0
St — 1/3	3,9	Sc — 2/3	4,8
St — 2/3	4,5	Sc — 3/3	5,5
St — 3/3	5,3	Ns — все	6,0—7,0
Sc — все	5,0	Ac — „	4,5—5,0

гут и превышать колебания $r_{\text{ср}}$ в облаках одинаковых форм в разных географических районах.

Таким образом, средние характеристики микроструктуры различных форм облаков в табл. 16—17 можно считать годными для различных географических районов ЕТС, учитывая при этом, что значения $r_{\text{ср}}$ отдельных облаков этих форм могут отличаться на $\pm 1—2 \mu$.

Для практических целей можно предложить следующую таблицу значений $r_{\text{ср}}$ для различных форм облаков (табл. 18) и для различных уровней внутри них.

§ 18. МИКРОСТРУКТУРА КУЧЕВЫХ ОБЛАКОВ

Наиболее подробные и систематические данные о микроструктуре кучевых и мощно-кучевых облаков опубликовал в 1948 г. В. А. Зайцев [75], [76]. Их дополнили в 1954 г. А. П. Чуваев и Г. Т. Крюкова [237].

При наблюдениях самолет по несколько раз заходил в изучаемое облако на разных высотах над его основанием. Всего было получено 107 микрофотографий проб, взятых в облаках Cu и Cu cong. , причем число капель в некоторых пробах достигло 900. При подсчете капель не вводились какие-либо поправки на коэффициент улавливания заборника. Из-за этого число малых капель ($r=2—3 \mu$) заметно занижается, так же как и средний радиус капель.

Капли с радиусом до $1,25 \mu$ встречались в облаках Cu очень редко — в среднем в количестве около 0,66%. Наибольшее число таких капель — 1,8% общего их числа — наблюдалось в облаке $\text{Cu cong. 23/VIII 1947 г.}$ на высоте 80 м над его основанием и в Cu 8/IX того же года на высоте 30 м, т. е. в самой нижней части облака. Крупные капли с $r > 25 \mu$ также наблюдались редко, несколько чаще в центральной части облака. Лишь в отдельных случаях они появлялись в большом числе, например, в невысоком, расположенном между 1,07 и 1,66 км $\text{Cu 12/VIII 1947 г.}$, где число капель с $r > 25 \mu$ достигло 8% общего (в данном случае очень малого) числа их. В облаках мощностью менее 0,5 км, как отмечает автор, капли с $r > 25 \mu$ не отмечались вовсе, так же как и на периферии облаков, где, вероятно, идет их частичное испарение.

Кривые распределения радиусов круто поднимаются со стороны малых радиусов к вершине и затем более полого снижаются. Кривые эти симметричнее и уже, и облако более монодисперсно в его нижней части, где максимум повторяемости, даже по неисправленным данным, приходится на $r=3 \mu$, а наибольший радиус не превосходит 18μ . В более высоких частях облака кривая распределения растягивается далеко в сторону больших капель. Максимальные радиусы достигают 150μ , т. е. тут уже появляются капли мороси.

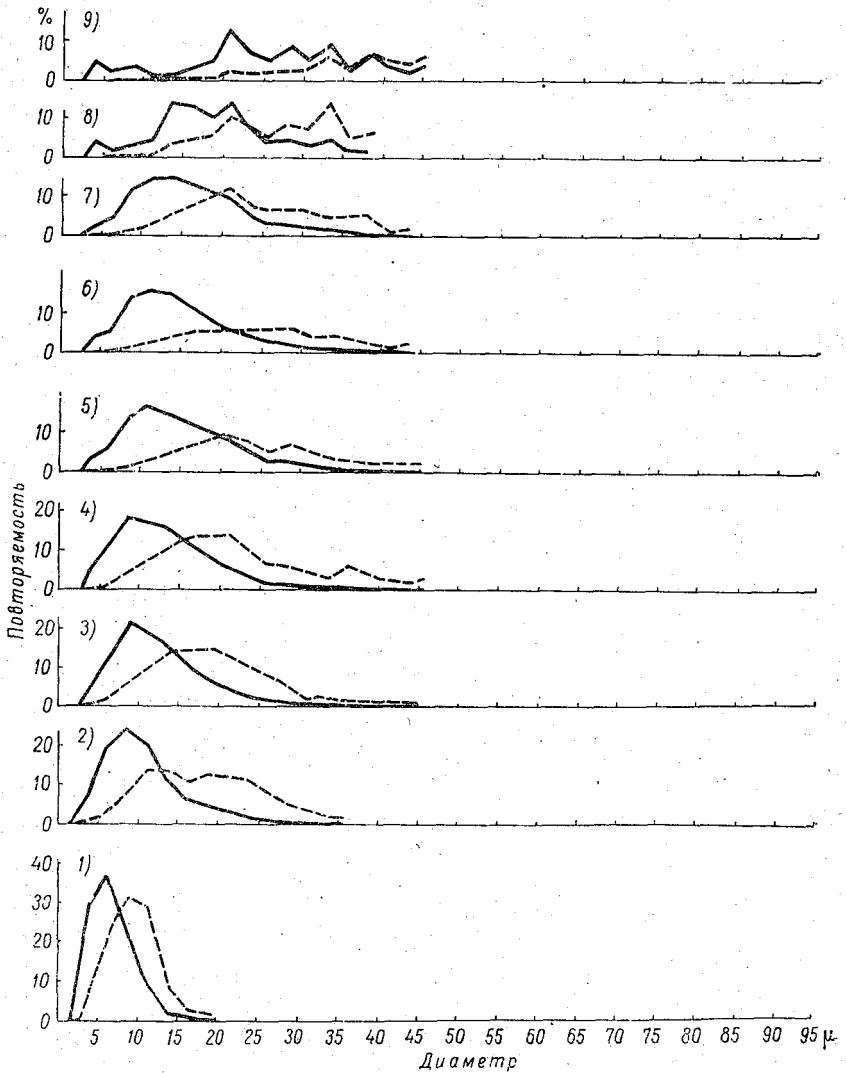


Рис. 28. Кривые распределения диаметров (—) и относительных объемов (---) капель в кучевых облаках 23/VIII 1947 г. в 11 ч. 15 м. — 11 ч. 56 м. Район Ленинграда. Высоты в метрах над основанием облака (расположенным на высоте 900 м):

1 — 180, 2 — 300, 3 — 500, 4 — 680, 5 — 980, 6 — 1080, 7 — 1150, 8 — 1200, 9 — 1220 (по В. А. Зайцеву).

На рис. 28 приведены средние кривые распределения диаметров капель на высотах от 0,05 до 1,1 км над основанием облака, построенные по данным измерениям более чем 26 000 капель в Си и Си cong. Тенденция к расширению спектра с высотой здесь видна совершенно ясно. Эти кривые также выявляют большую неоднородность строения верхней части кучевого облака.

Мы рассчитали, по данным наблюдений Зайцева для высот от 0 до 700 м, среднее распределение радиусов капель в Си и Си cong. Из табл. 19 видно, как интервал максимальной повторяемости с высотой смещается в сторону больших радиусов и как сама эта повторяемость в максимуме постепенно при этом уменьшается.

Средний радиус \bar{r} (см. табл. 20) возрастает приблизительно линейно от 4,9 μ в слое 0—100 м до 9,7 μ в слое 500—700 м. Капли кучевых облаков, таким образом, оказываются очень крупными в сравнении с каплями других облаков.

Сопоставляя распределение, представленное в табл. 19, с формулой (15.1), мы нашли, что и для кучевых облаков экспериментальные значения $y = \ln n - 2 \ln r$ в функции r довольно хорошо укладываются для всех высот в интервале r от 4 до 16—17 μ на прямую линию, т. е. что формула (15.1) удовлетворительно описывает и спектр капель кучевых форм. Соответствующие значения b также приведены в табл. 20. Для малых капель с $r < 4 \mu$ наблюдаемое n было меньше указанного формулой, что, вероятно, объясняется неполным захватом капель. Заметим, что

в табл. 20 приведены значения $r_{\text{ср}} = \frac{3}{b}$, т. е. величины, наиболее хорошо характеризующей спектр капель и близкой к той, которая получается после введения поправок на коэффициент захвата; $r_{\text{ср}}$ несколько меньше \bar{r} , вычисленного по данным непосредственных наблюдений. В табл. 20 приведены также модальные (наиболее часто повторяющиеся) значения r_{mod} , оцененные с помощью табл. 19. Одновременно приведены и модальные значения r_{mod}^* , вычисленные с помощью формулы $r_{\text{mod}}^* = \frac{2r_{\text{ср}}}{3}$, получаемой из формулы (15.1).

Для сравнения с данными Зайцева можно привести также

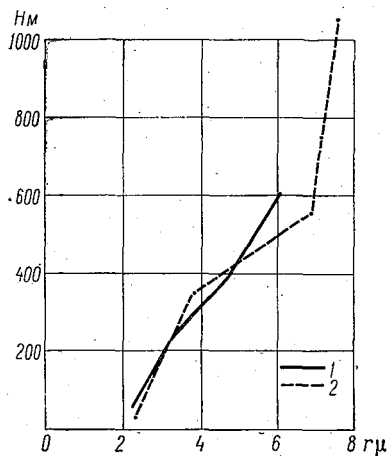


Рис. 29. Распределение преобладающих радиусов капель в зависимости от высоты в мощно-кучевом облаке, рассчитанное по данным:

1 — Зайцева, 2 — А. П. Чуваева и Г. Т. Крюковой.

Повторяемость (%) радусов капель (μ)

Высота над основанием облака (м)	1,0— 1,25	1,3— 2,5	2,55— 3,75	3,8— 5,0	5,05— 6,25	6,3— 7,5	7,55— 8,75	8,8— 10,0	10,05— 11,25	11,3— 12,5	12,55— 13,75	13,8— 15,0	15,05— 16,25	
	0—100	0,39	12,29	23,73	23,26	20,68	9,38	4,58	3,01	1,45	0,64	0,36	0,13	0,05
	110—200	0,09	5,83	15,89	24,77	22,57	12,77	7,41	4,76	2,44	1,81	0,53	0,26	0,23
	210—300	0,02	4,81	13,37	19,43	18,48	13,99	10,26	7,96	5,24	2,82	1,71	1,00	0,39
	310—500	0,06	2,33	6,01	12,68	17,48	16,23	12,92	11,12	7,52	4,76	2,51	1,73	1,28
	510—700	0,02	2,67	6,38	12,02	13,72	13,25	10,28	7,63	6,46	6,07	3,76	3,49	3,09
Высота над основанием облака (м)	16,3— 17,5	17,55— 18,75	18,8— 20,0	20,05— 21,25	21,3— 22,5	22,55— 23,75	23,8— 25,0	25,5— 30,0	30,05— 35,0	35,05— 40	40,05— 45	45,05— 50	50— 100	
	0—100	0,01	0,01	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
	110—200	0,02	0,24	0,11	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
	210—300	0,24	0,12	0,04	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
	310—500	0,69	0,62	0,14	0,23	0,17	0,09	0,04	0,30	0,22	0,20	0,15	0,42	
	510—700	1,74	2,35	1,06	0,75	1,07	0,52	0,49	1,57	0,65	0,23	0,18	0,54	

сведения о преобладающем радиусе капель в облаках *Cu cong.* на разных высотах над основанием облака по наблюдениям Чуваева и Крюковой [237] в 1950—1952 гг. Сплошная кривая на рис. 29 очень близко совпадает с кривой r_{mod}^* (пунктир), что опять-таки говорит в пользу применимости формулы (15.1). Заметим, что экстраполяция обеих кривых до $h=0$ дает $r=2 \mu$; вероятно, в самых нижних слоях облака, толщиной не более 50 м, пересыщение велико и капли растут значительно быстрее с высотой, чем на больших высотах.

Схема распределения капель разных размеров в кучевом облаке мощностью 1,2—1,3 км, составленная Зайцевым (рис. 30), показывает, что в нижней зоне, толщиной около 60 м, происходит, очевидно, образование большого числа новых капель, радиус которых тут почти никогда не превышает 8 μ .

В зоне II, до высоты 400 м, большинство капель имеет радиус до 7 μ , и автор полагает, что тут уже играет заметную роль коагуляция. Зона III является наиболее крупнокапельным ядром облака и простирается почти до его вершины. Средние радиусы капель здесь порядка 9—10 μ . В зоне IV, т. е. на краю облака, происходит частичное смешение с окружающим более сухим воздухом и постепенное испарение капель.

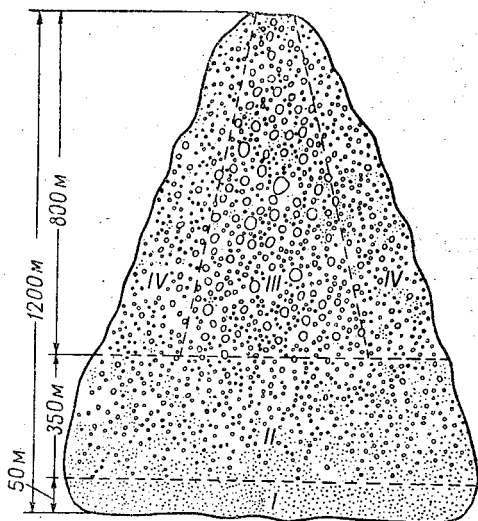


Рис. 30. Схема распределения капель в кучевом облаке. I — зона новообразующихся капель, II — зона укрупнения капель за счет конденсации и коагуляции, III — зона наиболее крупных капель, растущих главным образом за счет коагуляции, IV — периферийная зона частичного испарения капель. Указанные высоты (в метрах) — это высоты над уровнем основания облака (по В. И. Зайцеву и И. И. Честной).

Таблица 20

$h(\text{м})$	\bar{r}_μ	b_μ^{-1}	r_{cp}^* μ	r_{mod}^* μ	r_{mod}^* μ
0—100	4,86	0,932	3,22	около 3,8	около 2,15
110—200	5,74	0,723	4,16	4,8	2,78
210—300	6,37	0,614	4,88	4,8	3,26
310—500	8,16	0,421	7,13	6,0	4,76
510—700	9,69	0,328	9,14	6,2	6,10

§ 19. ЭМПИРИЧЕСКИЕ ФОРМУЛЫ, ПРЕДСТАВЛЯЮЩИЕ СПЕКТР РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОБЛАЧНЫХ КАПЕЛЬ

Во многих случаях для изучения тех или иных облачных процессов необходимо знать аналитическое выражение, описывающее спектр капель. Для этого пользуются так или иначе подобранными эмпирическими формулами. К сожалению, теория процесса роста капель до сих пор еще не смогла подсказать, каков должен быть общий вид этой формулы.

В 1940 г. Шуман [574], исходя из теоретических соображений М. Смолуховского, показал, что элементарный процесс коагуляции мелких капель должен давать плотность распределения

$$n(r) = Ar^2 e^{-\frac{5r^3}{3r_0^3}}, \quad (19.1)$$

где r_0 — радиус капель, дающих максимальный вклад в водность. Однако для этого должны выполняться два условия: коэффициент (вероятность) коагуляции χ двух частиц должен быть независим от их размеров, и начальное распределение должно удовлетворять определенным требованиям. В частности, если при $t=0$ все частицы имеют одинаково малые размеры, то через некоторое время устанавливается распределение (19.1). Так как эти условия обычно не удовлетворяются, то распределение (19.1) не соответствует наблюдаемому в природе ни в каких формах облаков.

В 1951 г. Бест [280] предложил эмпирическую формулу распределения капель

$$1 - F = e^{-\left(\frac{r}{a}\right)^k}, \quad (19.2)$$

где F — «накопленная масса воды», т. е. доля общей водности, заключенная в каплях радиусом меньше r . Значения постоянных a и k были определены Бестом по данным наблюдений ряда зарубежных авторов (Мазура, Дима, Фриса и др.). При этом выяснилось, что a колеблется в пределах от 12 до 29 μ , а k — от 1,92 до 4,90, т. е. обе постоянные для различных облаков меняются в широких пределах. Какой-либо зависимости этих коэффициентов от формы облаков обнаружить не удалось.

Следует указать, что формула Беста, выражающая зависимость доли накопленной массы от радиуса, весьма неудобна в практическом применении. Для последнего, как правило, необходимо знать плотность распределения числа капель и в функции их размеров. Эта последняя, по Бесту, выражается в виде

$$n(r) = Ar^{k-4} e^{-\left(\frac{r}{a}\right)^k}, \quad (19.2')$$

весьма неудобном для расчетов, поскольку постоянная k является дробной величиной и меняется от случая к случаю.

После того как А. М. Боровиковым в 1949 г. был собран впервые большой систематический материал о размерах облачных капель [17], стало возможным подобрать удобную эмпирическую формулу для $n(r)$. В 1952 г. А. Х. Хргиан и И. П. Мазин предложили уже упомянутую в § 15 формулу вида

$$n(r) = ar^2 e^{-br}. \quad (19.3)$$

Мы уже показали в § 15, что $b = \frac{3}{r_{\text{cp}}}$ и что $a = 1,45 \frac{W}{r_{\text{cp}}^6}$.

Как было уже сказано, в системе координат $x_2 = r$, $y_2 = \lg n - 2 \lg r$ формула (19.3) принимает вид

$$y_2 = -bx_2 \lg e + \lg a, \quad (19.3')$$

т. е. изображает прямую линию, тангенс угла которой с осью x_2 равен

$$-b \lg e = -0,434b.$$

На рис. 31 приведены примеры распределения капель в координатах (x_2, y_2) в облаках St, Sc, Ns.¹ В них соответственно $b = 0,54 \mu^{-1}$, $b = 0,39 \mu^{-1}$, $b = 0,33 \mu^{-1}$, а коэффициент корреляции между рассчитанным и истинным значением R равнялся 0,999; 0,997; 0,993, т. е. был очень высок.

Выше, в табл. 13, мы показали, что этот коэффициент корреляции высок во всех других случаях, а также, что формула (19.3) пригодна не только для слоистообразных, но и для конвективных облаков². Она, кроме того, значительно проще и удобнее для различных расчетов, чем, например, формула Беста.

В 1953 г. Л. М. Левин [124] высказал предположение, что распределение капель по размерам подчиняется логарифмическому нормальному закону, открытому А. Н. Колмогоровым для размеров золотых песчинок в россыпях, спектр распределения которых определяется процессом многократного дробления. Этот закон дает следующую зависимость плотности распределения от радиуса капель:

$$n(r) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi} r} e^{-\frac{\ln^2\left(\frac{r}{r_0}\right)}{2\sigma^2}}, \quad (19.4)$$

где имеются две постоянные: r_0 — медианный радиус и σ — среднее квадратическое отклонение логарифма радиуса капель.

Хотя Левину и не удалось обосновать аналогию этих двух процессов — дробления твердых частиц и укрупнения капель,

¹ При подсчете b для St брались значения от $r = 4 \mu$ до 22μ , для Sc и Ns — от $r = 4 \mu$ до $r = 27 \mu$.

² Здесь, как и везде, речь идет о среднем статистическом распределении капель в облаках, полученном в результате большого ряда наблюдений в естественных условиях.

тем не менее можно показать, что формула (19.4) дает хорошее согласие с экспериментальными данными. Для этого воспользуемся, как и Левин, понятием функции распределения выборки

$$F(r) = \int_0^r n(r) dr.$$

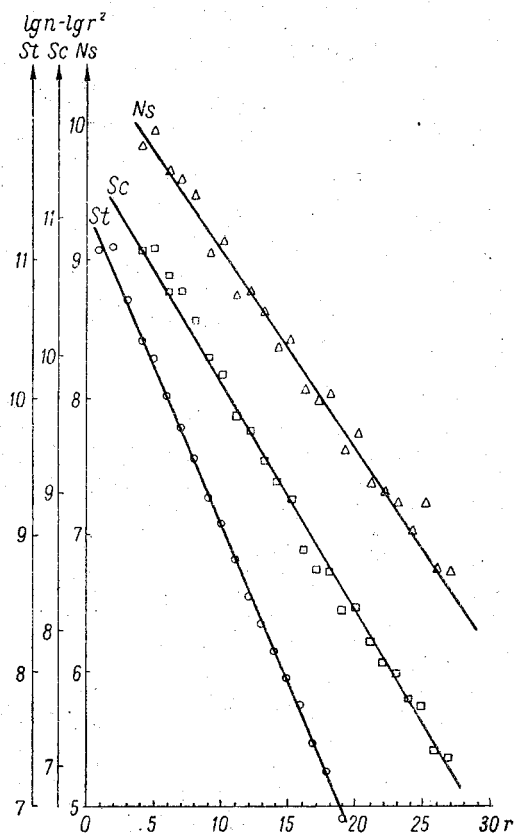


Рис. 31. Распределение радиусов капель в облаках Ns, Sc и St в координатах $(r \lg n - 2lgr)$.

$F(r)$, таким образом, определяет долю капель радиусом меньше r в общем числе капель. Используя для $n(r)$ выражение (19.4), получим, применяя подстановку $t = \sigma \ln\left(\frac{r}{r_0}\right)$,

$$F(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\ln \frac{r}{r_0}} e^{-\frac{t^2}{2}} dt = \Psi \left[\frac{\ln \frac{r}{r_0}}{\sigma} \right] = \Psi(\xi), \quad (19.5)$$

где $\Psi(\xi)$ — нормированное распределение, связанное с интегралом вероятности $\Phi(\xi)$ соотношением $\Psi(\xi) = \frac{1}{2}[1 + \Phi(\xi)]$. Если теперь ввести функцию $\Psi^{-1}(\xi)$, обратную $\Psi(\xi)$, то из равенства (19.5) получим

$$\Psi^{-1}[F(r)] = \Psi^{-1}[\Psi(\xi)] = \xi = \frac{\ln r - \ln r_0}{\sigma} \quad (19.5')$$

Уравнение (19.5') в координатах $x = \lg r$ и $y = \Psi^{-1}F(r)$ изобразится прямой линией, тангенс угла наклона которой к оси абсцисс равен $\frac{1}{\sigma \lg e}$, а отрезок, отсекаемый на оси ординат, равен $\frac{\lg r_0}{\sigma \lg e}$.

Для обработки экспериментальных данных была построена координатная сетка, где по оси ординат непосредственно нанесены значения $F(r)$, построенные в шкале $\Psi^{-1}F(r)$, а по оси абсцисс — значения r в логарифмической шкале. Обычно эмпирические данные в такой сетке хорошо укладываются на прямую, т. е. хорошо описываются формулой Левина.

Отсюда видно, что экспериментальные данные о распределении облачных капель по размерам могут быть довольно хорошо отражены каждой из трех формул (19.2), (19.3) и (19.4) при соответствующем подборе входящих в каждую из них параметров. Наиболее простой и удобной является однопараметрическая формула (19.3).

Позднее, в 1956 г., А. Х. Хргиан и И. П. Мазин [223] рассмотрели более детально точность, с которой упомянутые три формулы представляют экспериментальные данные. По материалам наблюдений 1951—1953 гг. в слоисто-кучевых облаках, не дающих осадков (с общим числом измеренных капель более 500 000), было найдено, что средние квадратичные отклонения σ^* наблюдаемых величин $y_2 = \lg n - 2 \lg r$ от вычисленных равны соответственно 0,14; 0,16 и 0,13.

В табл. 21 приведены значения σ^* для некоторых других облаков.

Очевидно, формула Левина (19.4) имеет преимущество большей точности. Однако наличие двух входящих в нее констант и большая сложность в некоторых случаях затрудняют ее применение.

Отметим здесь, кстати, что согласно (19.3), максимальную повторяемость имеют капли с радиусом $r_{\text{mod}} = \frac{2}{b} = \frac{2r_{\text{ср}}}{3}$, а медианный радиус равен $r_0 = 0,880r_{\text{ср}}$.

Выше, в §15—18, мы уже дали более подробные сведения о значениях $r_{\text{ср}}$ и r_0 в различных формах и типах облаков. Они позволяют с учетом всего сказанного получить представление не только о средних размерах, но и о спектре облачных капель.

В последнее время Левин предложил [583] описывать спектр размеров частиц с помощью так называемой формулы «гамма-распределения», имеющей вид

$$n_{\alpha\beta}(r) = \frac{2^\alpha N}{\Gamma(\alpha+1)\beta^{\alpha+1}} r^\alpha e^{-\frac{2r}{\beta}}. \quad (19.6)$$

В частности, формула (19.3) получается из (19.6) при $\alpha=2$. Левин показал, что при распределении (19.6) средний радиус капель равен $r_{\text{ср}} = \frac{\beta}{2}(\alpha+1)$; радиус капель, дающих максимальный вклад в водность, $r_m = \frac{\beta}{2}(\alpha+3)$ и т. д. Обработка около 500 проб облачных капель, взятых в естественных облаках и в искусственных туманах [583], показала, что в большинстве случаев наилучшее совпадение с экспериментальными данными получается при $\alpha=8$. К характеристике *средних* спектров, полученных из большого числа наблюдений в определенной форме облаков, формула (19.6) еще не применялась.

Таблица 21

Вид облаков	Число капель	Диапазон размеров капель (μ)	σ^* формулы (19,4) Левина	σ^* формулы (19,3) Мазина и Хргиана
St сплошные капельные без осадков	8 238	4—24	0,262	0,287
Ns сплошные капельные с осадками	4 583	5—17	0,200	0,227
Ns (Sc) сплошные капельные без осадков	17 332	4—24	0,129	0,149

Следует отметить, что из (19.6) можно получить

$$\frac{\sigma}{r_{\text{ср}}} = \frac{1}{\sqrt{\alpha+1}},$$

где σ — среднее квадратическое отклонение радиусов. Очевидно, $\frac{\sigma}{r_{\text{ср}}}$ убывает с ростом α , т. е. большие значения α характеризуют более монодисперсные пробы облачных капель. Средние спектры из большого числа проб с разными α , несомненно, более широкие и, следовательно, описываются в целом формулой (19.6) с более низким индексом α .

Формула (19.6) зависит от двух параметров. Поэтому ее в общем случае можно точнее «подогнать» под данное экспериментальное распределение. Это ее достоинство может компенсировать ее несколько большую сложность.

§ 20. ВОДНОСТЬ ОБЛАКОВ

Водность W , т. е. масса воды в жидкой или твердой фазе, приходящаяся на единицу объема воздуха, является одной из важных характеристик облака. Обычно в аэрологии она измеряется в $г/м^3$. Из определения понятия водности облаков видно, что она эквивалентна принятому в коллоидной химии понятию «весовая концентрация», однако упомянутая единица измерения водности на 6 порядков меньше единицы измерения весовой концентрации ($г/м^3$ вместо $г/см^3$).

Первые попытки измерения водности были произведены Шлагинтвейтом в 1851 г. в горах в густом тумане [570]. Полученные им при трех наблюдениях значения водности были равны 3,83, 3,00 и 1,53 $г/м^3$. Эти измерения были единственными до конца XIX в. Лишь в 1899 г. Конрад, а в 1908 г. Вагнер сделали небольшое количество измерений водности облаков в Альпах [318]. Через 12 лет несколько измерений водности были сделаны Келером в горах в Швеции [424], [426].

Отсутствие систематических измерений водности облаков зависело от того, что не было подходящих летно-подъемных средств и отсутствовала простая и надежная методика измерений. Практическое значение этого элемента долгое время было неясным.

Лишь после второй мировой войны данные о водности стали крайне необходимы для исследования обледенения самолетов, конструирования противобледенителей, разработки способов воздействия на облака и вызывания осадков, анализа условий поглощения УКВ в облаках и др.

В Советском Союзе исследования водности с самолетов проводились в основном силами Главной геофизической обсерватории и Центральной аэрологической обсерватории. Последняя организовала измерения водности облаков на всех пунктах самолетного зондирования СССР. Обработка материалов, полученных с такой сравнительно широкой сети, позволила в значительной степени расширить наши знания о водности облаков, полнее слоистообразных и меньше кучевых. Вследствие трудностей полета в Сб данные измерений W в них практически отсутствуют. Данные о водности смешанных облаков, хотя и многочисленны, но к ним необходимо подходить осторожно. Существующие методы не позволяют не только измерить вклад в водность, создаваемый кристаллической фазой в смешанном облаке, но даже хотя бы более или менее надежно оценить коэффициент улавливания кристаллов.

Можно определенно считать, что в смешанных облаках, когда «кристаллическая» водность мала по сравнению с капельно-жидкой, большая часть кристалликов улавливается приборами. В случаях, когда преобладают кристаллы, измеряется, по видимому, лишь водность, даваемая каплями. Поэтому измеренная водность смешанных облаков в большинстве случаев

несколько занижена. Простого и надежного метода измерения водности кристаллических облаков в настоящее время нет, поэтому данные о ней весьма малочисленны и приближены.

Следует также заметить, что в тех случаях, когда из облаков выпадают осадки, фактически измеряется водность не только собственно облака, но также и водность осадков, играющая особенно большую роль в нижнем слое облака.

Можно заранее предположить, что существует зависимость водности облака от температуры и температурного градиента внутри облака, высоты над нижней границей, фазового состояния, формы облака и, наконец, от термодинамических условий его развития. При этом значения водности в пространстве подвержены значительным колебаниям, они изменяются нередко на протяжении сотни метров в несколько раз. Иногда в слоисто-кучевых облаках в изменениях водности можно подметить довольно явно выраженную периодичность, а в других случаях, например, в кучевых облаках, в резких изменениях нет закономерности.

Зависимость водности от температуры. Предполагая, что при охлаждении (например, при адиабатическом подъеме) вся сконденсированная вода остается взвешенной в воздухе, легко получить зависимость W от T из формулы Магнуса для упругости пара

$$E = E_0 10^{\frac{\alpha t}{\beta + t}},$$

где $\alpha = 7,63$, $\beta = 241,9$, $t = T - 273,16$. Поскольку абсолютная влажность водяного пара a равна $\frac{E}{R_n T}$, то

$$\frac{da}{dT} = a \left[\frac{\alpha \beta}{19 e (\beta + t)^2} - 1 \right].$$

Подъем воздушной массы на определенную высоту h должен создавать при этом в ней водность $W = h \gamma \alpha \beta \frac{da}{dT}$. Поэтому при сходном физическом процессе образования и при одинаковой мощности облаков

$$W = h \gamma \alpha \beta \frac{da}{dT} = K \frac{da}{dT}, \quad (20.1)$$

где K — константа, оцениваемая из опыта и, вероятно, возрастающая с h , т. е. с мощностью облаков.

Данные о водности в зависимости от температуры воздуха, полученные при обработке собранного в ЦАО материала, приведены в табл. 21а. Статистически наиболее обеспечены были из них первые три пункта наблюдений, что позволило также произвести обработку материала для каждого из них отдельно. При обработке материала внутримассовые облака форм St, Sc и Ac рассматривались совместно, равно как и фронтальные облака

Ns, As и Ns — As. В табл. 22 приведены данные Л. Т. Матвеева и В. С. Кожарина [141] для района Ленинграда. Эти данные получены на основании 493 измерений водности в облаках различных форм.

Рост средних значений водности W_{cp} по мере повышения температуры виден и в табл. 21а и наиболее отчетливо в данных табл. 22. Лучше всего выражена эта зависимость у внутримассовых облаков слоистых форм и слабее у фронтальных облаков. Зависимость максимальных значений водности W_m от температуры даже более заметна, чем средних. Нарушение указанной зависимости при высоких положительных температурах вызвано, очевидно, лишь выборочностью методики измерений, так как наиболее теплыми бывают нижние части облаков, но в них водность наименьшая. Кроме того, в теплое время года мощные облака слоистых форм, а также облака теплых фронтов, в которых следовало бы ожидать больших значений водности, как правило, наблюдаются редко.

Таблицы 21а и 22 позволяют в пределах некоторого диапазона температур эмпирически определить величину коэффициента K в формуле (20.1). На рис. 32 а видно, что во всем диапазоне температур экспериментальные данные табл. 22 близки к кривой, построенной по уравнению (20.1) с коэффициентом $K=0,4$. При t от $-12,5$ до $+7,5^\circ$ значения табл. 21, средние по всем пунктам, также лежат близко к рассчитанной кривой при $K=0,8$. Данные для Минска при t от -25 до $+5^\circ$ соответствуют $K=1$, а наблюдения в Риге при t от $-12,5$ до $+7,5^\circ$ дают $K=0,5$. Во всех случаях, по-видимому, с повышением температуры значения коэффициента K уменьшаются. Особенно это заметно при температурах ниже $-12,5^\circ$, т. е. при этих температурах возрастание водности с температурой идет медленнее. Кроме увеличения γ_d при низких температурах, здесь, по-видимому, сказываются процессы, не учитываемые приведенной формулой. В частности, с увеличением водности облака возрастает концентрация частиц в нем и, следовательно, вероятность их коагуляции, их роста и осаднения из облака. При температуре ниже $-12,5^\circ$ процесс осаднения сконденсированной влаги из-за наличия ледяной фазы идет наиболее интенсивно.

Представленная на рис. 32 б зависимость средней по всем пунктам водности фронтальных облаков от температуры обладает одной интересной особенностью — довольно ярко выраженным нарушением общей закономерности в интервале температур от $-12,5$ до $+7,5^\circ$. Именно водность фронтальных облаков почти не возрастает при повышении температуры от -25° до $-7,5^\circ$. При более высокой температуре экспериментальные точки ложатся вблизи кривой с $K=0,5$. По данным отдельных пунктов, происходит даже уменьшение водности с ростом температуры в области около -10° .

Для Минска при температурах от $-22,5$ до $-12,5^\circ$ во фрон-

тальных облаках экспериментальные точки лежат вблизи кривой с $K=0,8$, а от $-7,5^\circ$ до $+2,5^\circ$ $K=0,7$. В Риге при температурах от $-17,5$ до $-12,5^\circ$ $K=0,4$, при $t > -7,5^\circ$ $K=0,3$. Для Москвы до температур $-7,5^\circ$ $K=0,8$, выше $-2,5^\circ$ $K=0,5$, т. е. везде K существенно уменьшается с ростом температуры. Вероятно, во фронт-

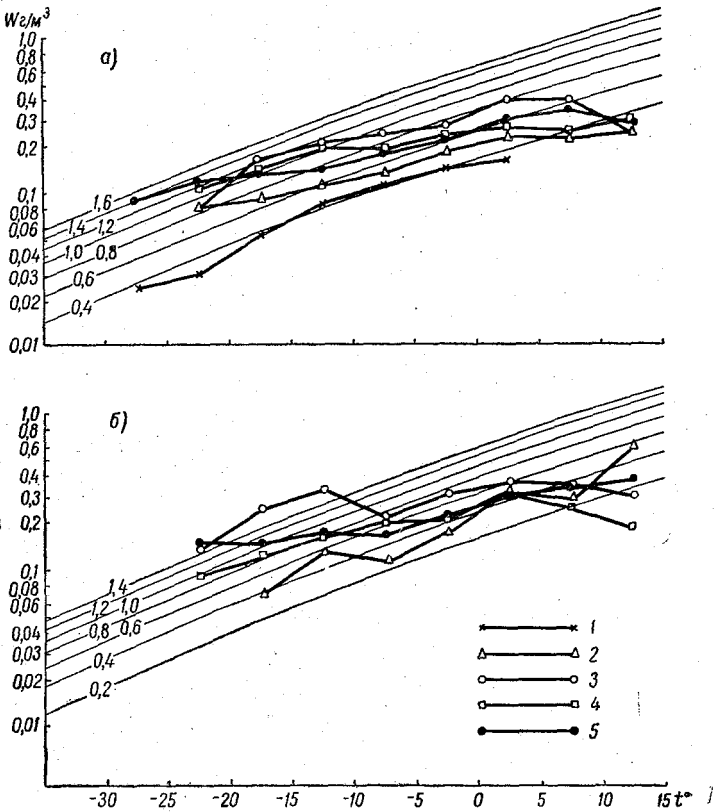


Рис. 32. Зависимость средних значений влажности от температуры в Sc, St, As (а) и в Ns, As, Ns — As (б).
По данным 1 — Ленинграда, 2 — Риги, 3 — Минска, 4 — Москвы, 5 — средние для всех пунктов.

тальных облаках процессы облакообразования протекают более бурно, мощность таких облаков [т. е. значение h в (20.1)] в среднем значительно больше, чем внутримассовых облаков слоистых форм. Поэтому следовало бы ожидать, что влажность Ns — As должна быть больше, чем внутримассовых. Это действительно и наблюдается при температурах ниже $-12,5^\circ$. С другой стороны, выпадение осадков препятствует накоплению в Ns — As значительных количеств сконденсированной воды. Поэтому средняя

Таблица 21а

Форма облаков	Пункты зондирования	Интервалы температуры (град.)																
		-35,0, -30,1		-30,0, -25,1		-25,0, -20,1		-20,0, -15,1		-15,0, -10,1		-10,0, -0,1						
		ш	шх	ш	шх	ш	шх	ш	шх	ш	шх	ш	шх					
St, Sc, Ac	Рига			2	0,08	0,09	9	0,09	0,21	114	0,11	0,41	1480	130	0,53			
	Минск			3	0,08	0,08	5	0,16	0,32	54	0,20	0,91	1460	23	0,80			
	Внуково	1	0,15	0,15	3	0,11	0,14	15	0,14	0,36	83	0,20	1,47	1560	180	0,99		
	По всем пунктам	1	0,15	0,15	3	0,09	0,15	47	0,12	0,34	163	0,13	0,82	710	0,14	1,47	13440	180
Ns, As	Рига			1	0,14	0,14	3	0,07	0,14	7	0,13	0,21	220	11	0,52			
	Минск			3	0,09	0,16	2	0,12	0,20	11	0,17	0,50	130	21	0,38			
	Внуково	1	0,22	0,22	23	0,15	0,33	66	0,145	0,48	175	0,17	0,67	3280	17	0,91		
	По всем пунктам																	

Форма облаков	Пункты зондирования	Интервалы температуры (град.)														
		-5,0, -0,1		0,0-4,9		5,0-9,9		10,0-14,9		15,0-19,9						
		ш	шх	ш	шх	ш	шх	ш	шх	ш	шх					
St, Sc, Ac	Рига	284	0,18	1,53	127	0,22	1,15	51	0,22	0,91	15	0,23	1,04	2	0,12	0,14
	Минск	180	0,26	1,47	83	0,37	1,79	62	0,38	1,28	36	0,25	0,90	2	0,32	0,48
	Внуково	148	0,22	0,76	48	0,27	0,98	36	0,23	1,89	3	0,28	0,44			
	По всем пунктам	1542	0,21	1,53	663	0,30	3,00	301	0,38	3,14	108	0,27	1,18	15	0,29	1,14
Ns, As	Рига	71	0,17	1,06	58	0,31	0,75	15	0,28	0,94	7	0,61	1,56			
	Минск	47	0,30	1,11	40	0,35	1,07	13	0,33	0,76	1	0,28	0,28			
	Внуково	70	0,21	0,64	35	0,31	0,87	7	0,25	0,48	1	0,18	0,18			
	По всем пунктам	644	0,22	1,11	295	0,30	1,07	96	0,32	1,30	26	0,356	1,56			

Таблица 22

Средняя водность и температура	Интервалы температур (град.)							
	-35, —30	-30, —25	-25, —20	-20, —15	-15, —10	-10, —5	-5 — 0	0 — 5
<i>n</i>	7	10	22	29	44	105	222	54
<i>W</i> <i>t</i> ⁰	0,005 -32,7	0,024 -26,9	0,030 -22,7	0,055 -17,3	0,084 -12,1	0,110 -7,1	0,137 -2,4	0,161 1,7

Таблица 23

**Повторяемость значения водности в функции температуры
в облаках (%)**

Водность (г/м ³)	Интервалы температур (град.)								
	-25,0, -20,1	-20,0, -15,1	-15,0, -10,1	-10,0, -5,1	-5,0, —0,1	0,0 — 4,9	5,0 — 9,9	10,0 — 14,9	15,0 — 19,9
<0,05	16,7	22,5	14,5	9,2	6,0	4,9	3,8	6,3	
0,05—0,10	47,7	33,75	28,6	26,1	21,4	17,0	16,2	13,9	
0,11—0,15	33,3	17,5	23,1	17,9	18,0	14,4	11,5	11,4	
0,16—0,20		11,25	13,6	13,9	13,9	10,5	11,9	17,7	75,0
0,21—0,25	8,3	7,5	4,8	10,3	10,6	10,2	9,8	7,6	
0,26—0,30		3,75	5,3	6,1	8,2	8,8	8,1	7,6	
0,31—0,35		1,25	4,0	5,8	5,2	6,8	5,1	6,3	
0,36—0,40			2,0	3,4	4,1	4,7	6,4	7,6	
0,41—0,45		1,25	1,5	2,9	3,0	3,3	4,3	6,3	
0,46—0,50		1,25	0,9	1,5	1,9	3,0	2,1	6,3	25,0
0,51—0,55			0,4	1,2	1,9	3,0	3,0	1,3	
0,56—0,60			0,9	0,2	1,5	2,1	2,1	2,5	
0,61—0,65			0,2	0,6	1,0	1,4	3,0		
0,66—0,70			0,2	0,2	0,8	1,2	2,1		
0,71—0,75				0,4	0,8	2,1	1,3		
0,76—0,80				0,1	1,0	1,2	1,7	1,3	
0,81—0,85						1,4	1,3		
0,86—0,90				0,1		0,2	1,7	1,3	
0,91—0,95					0,1	0,2			
0,96—1,00				0,1	0,3	0,5	0,8	1,3	
1,01—1,05					0,1	0,8	0,8		
1,06—1,10						0,2			
1,11—1,15						0,9	0,4		
1,16—1,20					0,1	0,2		0,3	
1,26—1,30							0,4		
1,51—1,55					0,1	0,2			
1,56—1,60							0,4		
>1,60						0,8	1,3		
Число случаев	12	80	455	855	785	429	234	79	4

водность N_s мала, несмотря на непрерывно идущий процесс конденсации. Это наблюдается ясно при температуре выше $-7,5^\circ$.

Обратный ход средней водности при температурах около -10° указывает на большую роль кристаллов, зарождающихся на несколько более высоких уровнях в данном облаке и стимулирующих осадки. При этих температурах, как известно, наиболее велика разность насыщающей упругости водяного пара над водой и над льдом и одновременно резко возрастает вероятность появления ледяной фазы.

На рис. 32 видно, что средняя водность как внутримассовых, так и фронтальных облаков наибольшая в Минске и в Москве, меньшая в Риге и, наконец, минимальная в Ленинграде, т. е. при почти равных температурах заметно уменьшается с юго-запада на северо-восток. Очевидно, в восточные районы приходят более старые облака, в которых процессы коагуляции и осаднения идут более интенсивно и, кроме того, фронтальные разделы там менее активны.

Следует также отметить, что при отрицательных температурах различия водности от пункта к пункту более значительны, чем при положительных температурах. При этом наиболее низкие значения водности имеют место в северных районах (в Ленинграде и Риге, по-видимому, из-за увеличения на севере вероятности образования ледяной фазы).

Аналогичная зависимость водности от температуры для кучевых облаков, очевидно, отсутствует, так как эти облака наблюдаются только в теплый период года и, что наиболее важно, имеют значительную мощность. Благодаря этому разница температур у основания и в верхней части одного и того же облака может достигать $20-25^\circ$, а наибольшие значения водности в таких облаках наблюдаются обычно вблизи их верхней границы, т. е. в области самых низких температур.

§ 21. ПОВТОРЯЕМОСТЬ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ВОДНОСТИ

Некоторый практический интерес имеет также повторяемость различных значений водности в зависимости от температуры.

По-видимому, во всех пунктах наших наблюдений распределение повторяемости аналогично, что позволило объединить их данные вместе. Что касается форм, то только для слоисто-кучевых облаков материал наблюдений был достаточно велик, чтобы их можно было изучить отдельно (табл. 23). Облака St и Ac из-за относительно небольшого количества материала объединены с Sc (табл. 24), облака N_s — с As (табл. 25).

Сглаженные кривые на рис. 33 *a* показывают, что во всех формах облаков и во всех интервалах температуры максимум повторяемости лежит в весьма узких пределах значений водности от $0,05$ до $0,25$ г/м³. При этом повторяемость резко возрастает от

0 к максимуму и более плавно убывает при увеличении водности. В переохлажденных облаках этот спад выражен значительно резче, чем в теплых. Кривые повторяемости в теплых и переохлажденных облаках оказываются как бы сгруппированными отдельно. Вероятно, ледяная фаза при отрицательных температурах благоприятствует как выпадению части сконденсированной воды из облака, так и уменьшению водности капельной части смешанного облака, переходящей частично в кристаллическое состояние. Возможно, наконец (см. § 77), что уменьшение водности переохлажденных облаков вблизи 0° обусловлено недостатком методики измерений.

Таблица 24

Облака Sc, St, Ac

Водность (г/м ³)	Интервалы температур (град.)								
	-25,0, -20,1	-20,0, -15,1	-15,0, -10,1	-10,0, -5,1	-5,0,-0,1	0,0-4,9	5,0-9,9	10,0-14,9	15,0-19,9
<0,05	29,3	23,6	16,1	10,6	6,0	4,8	4,2	5,7	
0,05-0,10	29,3	35,0	30,3	28,9	23,2	17,4	15,7	12,2	
0,11-0,15	25,9	13,2	2,14	11,4	16,7	13,4	11,8	9,4	20,0
0,16-0,20	3,4	9,8	12,6	14,6	14,5	11,9	10,6	18,9	20,0
0,21-0,25	3,4	7,5	5,3	10,6	10,4	9,7	11,8	14,1	13,33
0,26-0,30	5,3	5,7	5,9	7,2	7,3	8,2	9,2	8,5	13,33
0,31-0,35	1,7	3,4	3,3	6,0	6,0	7,2	6,5	6,6	
0,36-0,40	1,7	0,6	1,8	3,8	3,7	4,8	7,2	6,6	
0,41-0,45		0,6	1,4	2,8	3,0	3,7	4,2	5,7	13,33
0,46-0,50		0,6	0,7	1,7	1,9	3,8	2,0	5,8	20,0
0,51-0,55			0,3	1,2	1,9	2,5	2,9	0,9	
0,56-0,60			0,7	0,2	1,7	2,3	1,6	1,9	
0,61-0,65			0,1	0,6	1,0	1,2	2,6		
0,66-0,70			0,1	0,5	0,5	0,9	2,0		
0,71-0,75				0,2	0,6	2,3	1,0		
0,76-0,80				0,09	0,9	1,1	1,3	0,9	
0,81-0,85				0,09	0,07	1,5	1,0		
0,86-0,90					0,13	0,15	1,3	0,9	
0,91-0,95			0,1		0,19	0,3			
0,96-1,00			0,1	0,09	0,2	0,3	0,6		
1,01-1,05					0,07	0,6	0,6	0,9	
1,06-1,10						0,3			
1,11-1,15						0,6	0,33		
1,16-1,20					0,07	0,3		0,9	
1,26-1,30							0,33		
1,51-1,55					0,07	0,15			
1,56-1,60							0,33		
>1,60						0,5	1,0		
Число случаев	58	174	701	1240	1484	649	306	106	15

Характерным для Sc (рис. 33 б) является то, что максимум кривой повторяемости мало зависит от температуры и обычно приходится на значения 0,05—0,10 г/м³. Высота же максимума повторяемости при изменении температуры от +10 до -25° возрастает почти в 3 раза — от 14 до 38%, т. е. по мере понижения температуры он становится все более острым. Одновременно вероятность больших значений водности с понижением температуры резко убывает.

Таблица 25

Облака Ns — As

Водность (г/м ³)	Интервалы температур (град.)								
	-25,0, -20,1	-20,0, -15,1	-15,0, -10,1	-10,0, -5,1	-5,0,-0,1	0,0-4,9	5,0-9,9	10,0-14,9	15,0-19,9
<0,05	0,7	11,5	5,2	8,8	3,5	0,3	2,3	9,5	
0,05-0,10	26,1	24,6	31,0	20,3	23,3	12,2	12,7	9,5	
0,11-0,15	26,1	24,6	18,4	20,3	15,1	13,8	5,7	4,8	
0,16-0,20	13,1	9,9	17,2	16,3	13,1	11,3	12,7	14,3	
0,21-0,25	4,3	11,5	12,1	13,4	11,0	11,3	10,3	9,5	
0,26-0,30	17,4	8,2	2,9	6,2	10,4	8,4	16,2	19,0	
0,31-0,35	4,3	1,6	6,3	5,9	8,3	10,9	5,7	14,3	
0,36-0,40		4,9	1,1	2,9	4,3	6,1	3,4		
0,41-0,45		1,6	2,9	3,4	2,5	6,1	6,9	4,8	
0,46-0,50		1,6	1,1	0,3	1,3	5,1	8,0	4,8	
0,51-0,55			0,6	1,3	2,3	3,2	2,3		
0,56-0,60			0,6	0,6	1,2	3,9	2,3		
0,61-0,65					0,8	1,3	1,15	4,8	
0,66-0,70			0,6		0,3	1,6	4,6		
0,71-0,75				0,3	0,8	2,3	1,15		
0,76-0,80					0,5	1,0	1,15		
0,81-0,85					0,5	0,3	1,15		
0,86-0,90						0,3			
0,91-0,95					0,2				
0,96-1,00						0,3			
1,01-1,05					0,2				
1,06-1,10					0,2	0,3		4,7	
1,11-1,15					0,2		1,15		
1,26-1,30							1,15		
Число случаев	23	61	174	306	604	311	87	21	

Как будет показано ниже, в облаках Sc водность возрастает от нижней их границы вверх, достигая максимума несколько ниже верхней границы. Поскольку часто встречаются облака Sc, имеющие небольшую мощность, и, кроме того, малая W имеется в нижней части каждого, даже и более мощного облака, то, следовательно, гораздо чаще наблюдаются малые значения W.

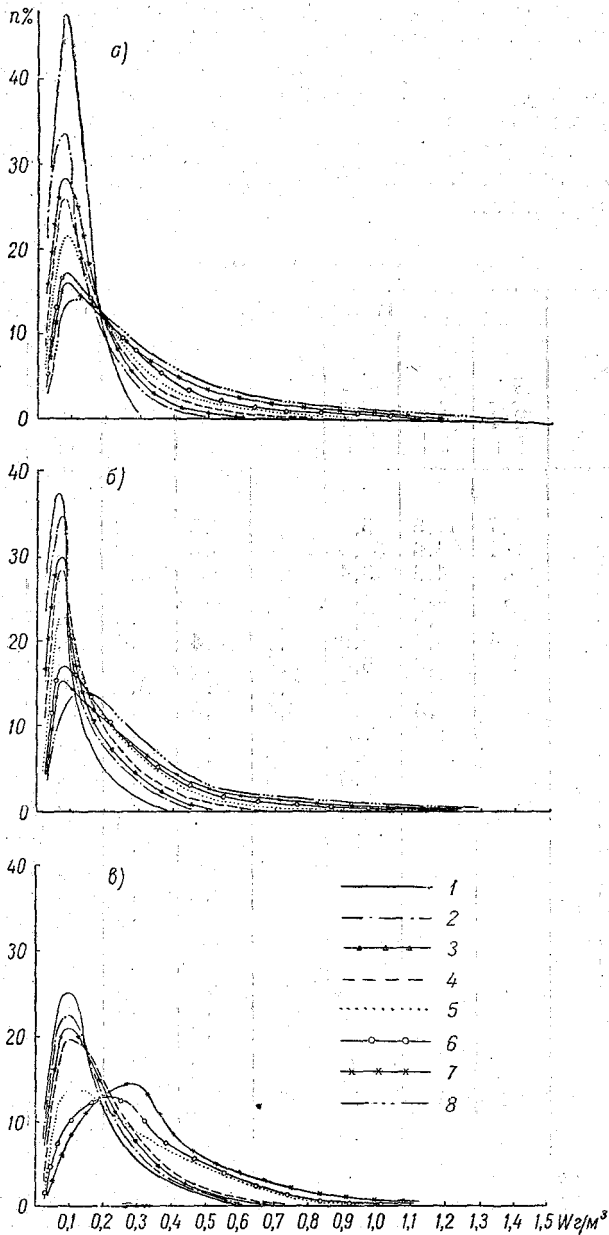


Рис. 33. Повторяемость средних значений влажности в зависимости от температуры.

а — для Sc, б — для Sc, St, Ac, в — для Ns, As, Ns-As.
 1) $-25^{\circ} < T < -20^{\circ}$, 2) $-20^{\circ} < T < -15^{\circ}$, 3) $-15^{\circ} < T < -10^{\circ}$,
 4) $-10^{\circ} < T < -5^{\circ}$, 5) $-5^{\circ} < T < 0^{\circ}$, 6) $0^{\circ} < T < 5^{\circ}$, 7) $5^{\circ} < T < 10^{\circ}$, 8) $10^{\circ} < T < 15^{\circ}$.

Большие значения W отмечаются лишь в верхней части мощных облаков, вероятность появления которых быстро убывает с ростом их мощности. Самые малые значения водности встречаются в очень тонких слоях облака, вблизи его границ, где вероятность нахождения самолета при измерении мала.

Ход кривых повторяемости значений водности в зависимости от температуры в облаках St и Ac аналогичен ходу в Sc . Поскольку материал наблюдений в этих формах облаков менее многочислен, повторяемости значений водности в зависимости от температуры для всех трех форм облаков (Sc , St и Ac) были объединены (табл. 24, рис. 33*в*). Сходство кривых рис. 33*а* и 33*б* показывает, что выводы, сделанные выше для Sc , справедливы для всех внутримассовых облаков Sc , St и Ac .

Данные наблюдений в Ns и As объединены в табл. 24. Повторяемость различных значений водности в облаках Ns и As (рис. 33*в*, табл. 25) сходна с наблюдаемой во внутримассовых облаках, но в Ns и As более заметно различие кривых повторяемости в теплых и переохлажденных облаках. При всех температурах максимумы повторяемости в них более пологи и более отчетливо выражено смещение максимума повторяемости в сторону меньших значений водности по мере понижения температуры от $0,3 \text{ г/м}^3$ при $+7,5^\circ$ до $0,1 \text{ г/м}^3$ при $-22,5^\circ$. Максимум, однако, при этом не становится столь острым, как во внутримассовых облаках при низких t .

Во фронтальных облаках осадение, т. е. перенос воды сверху вниз, приводит к уменьшению водности в верхних их частях и к возрастанию ее в нижних. Поэтому большие значения водности равновероятны в значительной толще облака, и максимум повторяемости на кривой распределения получается тупым. В то же время интегральная водность во всем облаке возрастает по мере повышения температуры. Этим, по-видимому, можно объяснить смещение максимума повторяемости значений водности с изменением температуры.

Благодаря большей их мощности и процессу осадения в Ns — As вероятность значений W , меньших $0,2 \text{ г/м}^3$ и превышающих $0,6 \text{ г/м}^3$, меньше, чем во внутримассовых.

Петтит в Канаде [531] на основании 1182 измерений водности переохлажденных облаков при осреднении за 13 сек. и 975 измерений при осреднении за период более 52 сек. вывел повторяемость различных значений водности для облаков кучевых (Cu , Cb , Ac) и слоистых (Sc , St , Ac , Ac — As) форм. Его данные приведены на рис. 34*а*, *б*, *в*, они весьма сходны с полученными нами.

В ряде случаев, в частности при изучении обледенения самолетов, надо знать повторяемость W при отрицательных температурах. В табл. 26 вероятность эта в процентах приведена по данным Льюиса для США для облаков St и Sc , Ac и Ac — As , Cu и Cb , а также по данным ЦАО для облаков Sc , St , Ac , Ns — As

и Сu, Сb. Кроме того, в табл. 27 приведены данные Петтита для переохлажденных облаков кучевых и слоистых форм.

По данным Льюиса [456], для St и Sc при отрицательных температурах максимум повторяемости приходится на значения

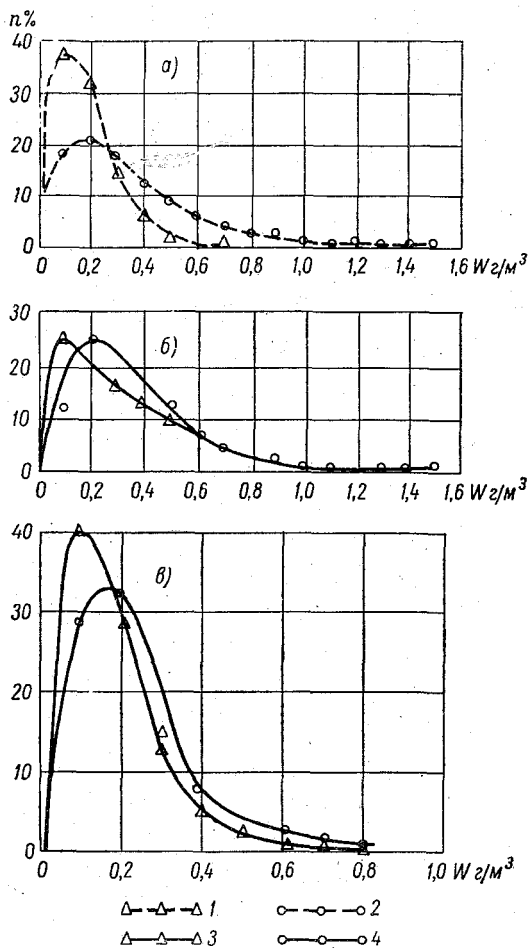


Рис. 34. Повторяемость значений водности по данным Петтита.

Значения водности: а — средние (1) и максимальные (2) для всех облаков, б — максимальные для St (3) и Cu (4), в — средние для St (3) и Cu (4).

водности от 0,10 до 0,19 г/м³, значения, превышающие 0,6 г/м³, встречаются крайне редко, значения W, превышающие 0,9 г/м³, не встречаются вовсе. По данным ЦАО, для облаков Sc, St и Ac максимум повторяемости приходится на значения менее 0,1 г/м³, вероятность значений от 0,1 до 0,6 г/м³ несколько меньшая, чем

у Льюиса, а максимальные значения достигают 1,6 г/м³. По данным Петтита, в облаках слоистых форм максимум повторяемости приходится на значения 0,1 г/м³, а абсолютный максимум достигает 1,4 г/м³.

Таблица 26

Водность (г/м ³)	По данным Льюиса			По данным ЦАО		
	St, Sc, 327 наблю- дений	Ac, As-As, 246 наблю- дений	Cu, Cb, 324 наблю- дения	Sc, St, Ac, 4319 наб- людений	Ns — As, 1168 наб- людений	Cu, Cb, 130 наблю- дений
0,00—0,09	12	50	31	35,5	29,4	57,7
0,10—0,19	32	32		28,8	31,9	
0,20—0,29	22	13	26	16,4	20,0	26,9
0,30—0,39	16	4		9,0	10,4	
0,40—0,49	12	1	22	4,5	3,7	7,7
0,50—0,59	5	0		2,5	2,5	
0,60—0,69	0,3	0	10	1,2	0,7	4,6
0,70—0,79	0,6	0		1,1	0,8	
0,80—0,89	0,3	0	7	0,3	0,26	0,8
0,90—0,99	0	0		0,3	0,08	
1,00—1,19	0	0	2	0,28	0,26	0,8
1,20—1,39	0	0	1,0	0,05	0,00	1,5
1,40—1,59	0	0	0	0,07	0,00	0,0
1,60—1,79	0	0	0,7	0,00	0,00	0,0

Таблица 27

Наблюдения Петтита в Канаде

Тип облаков	Максимальная водность		Средняя водность	
	наибольшая повторяемость	абсолютный максимум	наибольшая повторяемость	средний максимум
Кучевообразные	0,2	1,5	0,17	0,8
Слоистообразные	0,1	1,4	0,10	0,8
Общее для всех типов	0,19	1,5	0,11	0,8

Накопление частоты (%)	Максимальная водность			Средняя водность		
	Cu	St	общая	Cu	St	общая
100	1,5	1,4	1,5	0,8	0,8	0,8
90	0,6	0,58	0,58	0,36	0,29	0,32
50	0,25	0,22	0,24	0,14	0,10	0,12
25	0,14	0,15	0,145	0,08	0,065	0,07

Максимум повторяемости в облаках Ас, Ас—Ас, по Льюису, приходится на малые (менее $0,1 \text{ г/м}^3$) значения водности, максимальные значения водности для этих форм облаков при отрицательных температурах не превышают $0,5 \text{ г/м}^3$. В Си и Сб максимум повторяемости также приходится на малые (менее $0,2 \text{ г/м}^3$) значения водности, однако вероятность значений до $1,0 \text{ г/м}^3$ остается еще весьма большой и нередко значения, достигающие $1,8 \text{ г/м}^3$.

По данным Петтита, в кучевообразных облаках максимум повторяемости приходится на $0,2 \text{ г/м}^3$, а максимальные значения водности в них достигают $1,5 \text{ г/м}^3$.

Таким образом, в СССР, США и Канаде значения водности переохлажденных облаков разнятся мало.

§ 22. ЗАВИСИМОСТЬ ВОДНОСТИ ОТ РАССТОЯНИЯ НАД НИЖНЕЙ ГРАНИЦЕЙ ОБЛАКА

Полагая, что облака образуются вследствие адиабатического подъема влажного воздуха, следует ожидать возрастания водности с подъемом над нижней границей облака. Если считать, что общее влагосодержание индивидуальной массы воздуха остается постоянным, то водность W на высоте z над нижней границей облака будет функцией температуры на нижней границе облака и градиента температуры в облаке. Так, по формуле Л. Т. Матвеева и В. С. Кожарина,

$$W = \frac{217}{T} \left(E_{00} e^{-\frac{gz}{RT_m}} - E_0 e^{-\frac{\alpha \gamma z}{\beta + t}} \right), \quad (22.1)$$

где E_{00} — упругость водяного пара у земной поверхности, E_0 — упругость насыщения при T_0 — температуре земной поверхности, g — ускорение силы тяжести, R — удельная газовая постоянная воздуха, T_m — средняя температура слоя от земной поверхности до уровня z , m и β — константы в формуле Магнуса. Для вычислений по (22.1) используются обычно адиабатные графики, например эмаграмма.

Мы уже заметили, что как в отдельных облаках, так и в среднем измеренные значения водности, за исключением самых нижних слоев облака, оказываются меньше, чем они должны были быть в предположении постоянства влагосодержания. К этому ведет: а) «разбавление» индивидуальной массы более сухим окружающим ее воздухом при турбулентном перемешивании или же вовлечении более сухого воздуха со стороны, б) выпадение сконденсировавшейся воды.

В слоисто-кучевых и высоко-кучевых облаках обычно водность резко возрастает, начиная от нижней границы облака, а затем растет более медленно. Максимальная водность обычно наблюдается в верхней трети облака, часто около его верхней границы. Вблизи верхней границы водность начинает резко убывать по

направлению вверх (рис. 35). В слоях изотермии и инверсии температуры в облаках водность всегда резко убывает.

Средние значения водности внутри облака послойно, в зависимости от высоты над его нижней границей для температур ниже -10° , от $-9,9$ до 0° и выше 0° представлены в табл. 28.

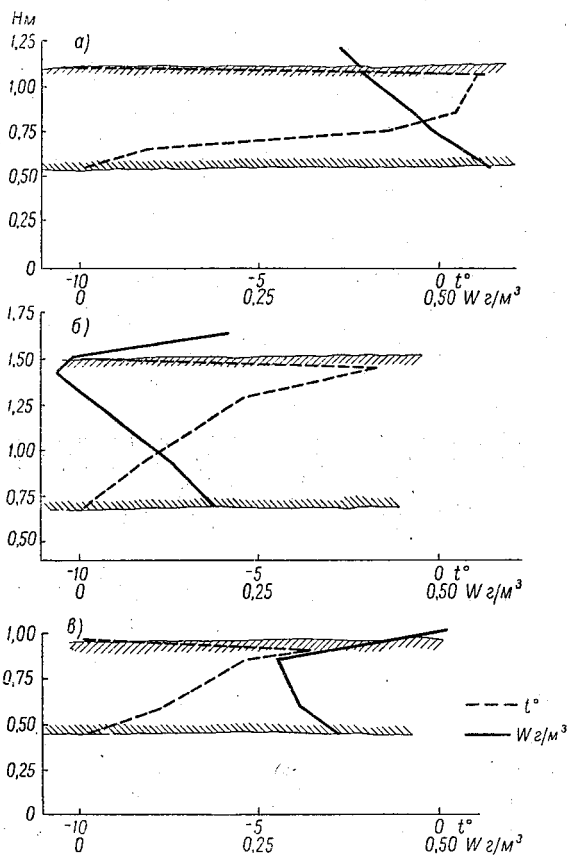


Рис. 35. Распределение температуры и водности в отдельных облаках Sc над Ригой в зависимости от высоты над нижней границей.

a — 14/XI 1957 г. 5 ч. 38 м., *б* — 20/XII 1957 г. 1 ч. 37 м.,
в — 2/II 1958 г. 6 ч. 58 м.

и на рис. 36 *a*. При этом наблюдения в верхних частях облаков выше уровня максимальной водности не учитывались.

Из табл. 28 видно, что при температурах ниже -10° водность облаков Sc, St и Ac в среднем резко возрастает в нижних 50 м, от 0 до $0,14 - 0,15$ г/м³ при t от -10° до 0° и до $0,19$ г/м³ при $t > 0^\circ$. Выше водность возрастает все медленнее и на высоте 550 м она становится равной соответственно $0,26, 0,29$ и $0,33$ г/м³.

При $t > 0$ W достигает $0,55 \text{ г/м}^3$ на высоте 750 м. Таким образом, в переохлажденных облаках максимальная влажность в два раза, а в теплых в три раза превышает значение ее на высоте 50 м над нижней границей.

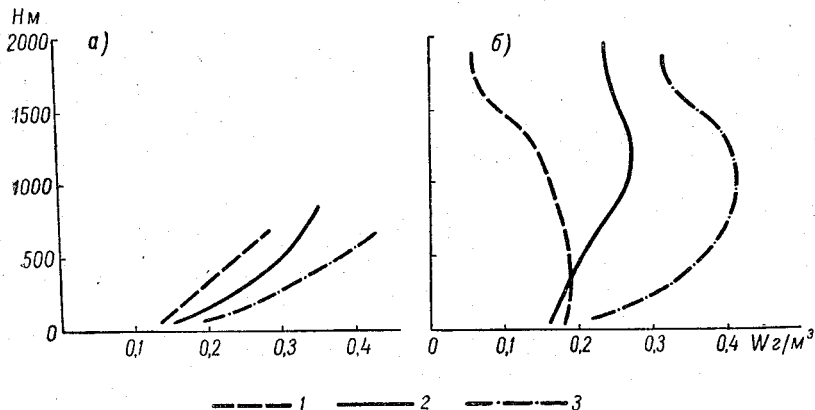


Рис. 36. Средняя влажность облаков в зависимости от высоты над нижней границей: а — Sc, St, Ac; б — Ns, As, Ns — As.

1) $T < -10^\circ$, 2) $-10^\circ \leq T < 0^\circ$, 3) $T > 0^\circ$.

Во фронтальных облаках процесс облакообразования более сложен. Здесь можно выделить по крайней мере два типа распределения влажности (рис. 37). В облаках, имеющих

Таблица 28

Высота середины слоя (м)	Температура (град.)					
	< -10		-10-0		> 0	
	W	n	W	n	W	n
50	0,14	73	0,15	367	0,19	101
150	0,16	35	0,19	199	0,22	51
250	0,19	25	0,25	132	0,40	33
350	0,18	16	0,27	109	0,35	21
450	0,23	9	0,32	57	0,34	13
550	0,26	4	0,29	32	0,33	10
650	0,23	3	0,32	17	0,48	4
750	0,11	5	0,34	16	0,55	3
850	0,04	1	0,26	8		
950	0,06	1	0,16	3		
1050	0,62	1	0,18	2		
1150					0,22	1
1250	0,57	1				
1350					0,09	1
1450					0,70	1

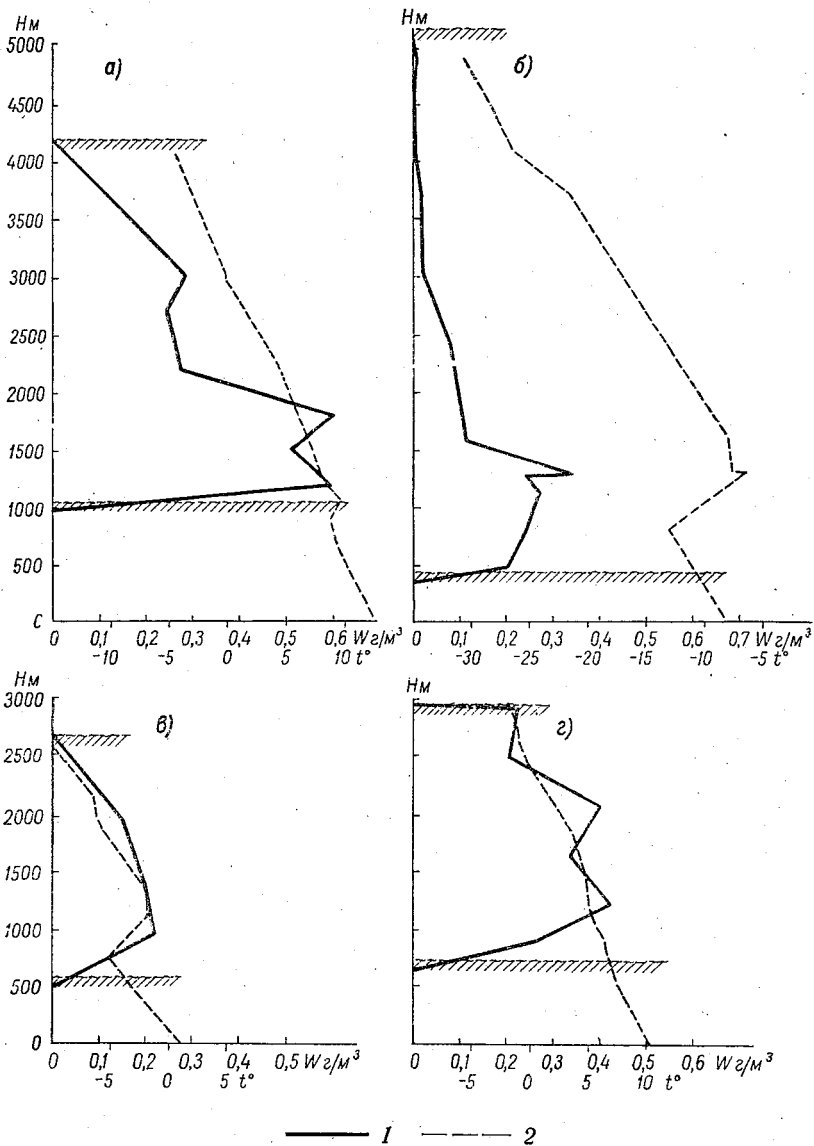


Рис. 37. Распределение водности в отдельных облаках Ns, Ns — As.
 1 — водность, 2 — температура, а — Минск, 2/VI 1958 г. 16 ч. 54 м., б — Сыктывкар, 18/III 1951 г. 12 ч. 30 м., в — Архангельск, 27/III 1957 г. 17 ч. 21 м., г — Рига, 27/III 1957 г. 23 ч. 09 м.

значительную мощность (несколько километров), в их нижней части происходит резкое возрастание водности до максимума, наблюдающегося обычно в области фронтальной инверсии. Здесь, очевидно, близ поверхности фронта общее восходящее движение наиболее интенсивно. Далее водность резко, а затем более медленно убывает с высотой. В верхней половине облака, как правило смешанной или даже кристаллической, водность весьма мала.

В облаках, имеющих относительно небольшую мощность (порядка 1 км), внизу водность сначала резко, а затем более медленно возрастает вверх. Она достигает максимального значения в средней части облака, после чего начинает убывать, сначала постепенно, а вблизи верхней границы — быстро (рис. 37 г). Такие облака часто встречаются за фронтом в теплой воздушной массе. Хотя они представляют единое целое с системой N_s — A_s фронта и определяются как N_s , их относительно малая мощность и присутствующая часто над верхней границей инверсия температуры показывает, что этот тип облаков является переходным от N_s к S_c . Правильнее, может быть, их называть N_s — S_c .

Зависимость средних значений водности в облаках N_s и A_s от высоты над их нижней границей приведена в табл. 29. В ней разброс величин W значительно больше, чем для внутримассовых облаков. Здесь сказывается как недостаточность материала наблюдений, так и большое разнообразие в распределении водности в отдельных облаках. Зависимость средней водности в облаках N_s и A_s от высоты над нижней границей для нижних, капельных, частей облака представлена на рис. 38 б. Видно, что W резко возрастает в нижних 50 м облака до $0,18 \text{ г/м}^3$ при $t < -10^\circ$, до $0,16 \text{ г/м}^3$ при t от -10 до 0° в переохлажденных облаках и до $0,22 \text{ г/м}^3$ в капельных при $t > 0$. Максимум ее при $t < -10^\circ$ отмечается на высоте 400 м, достигая значения $0,19 \text{ г/м}^3$, после чего водность уменьшается с высотой и на 1500 м над нижней границей составляет лишь $0,06 \text{ г/м}^3$. Очевидно, появление ледяной фазы, обуславливающей осадки, препятствует накоплению воды в средней и верхней частях облака.

В переохлажденных облаках при t от -10 до 0° водность на высоте около 1200 м достигает максимального значения $0,27 \text{ г/м}^3$, а в теплых на той же высоте — $0,41 \text{ г/м}^3$. Еще выше значения водности начинают убывать, вначале быстрее, затем медленнее.

Зависимость водности от высоты над основанием облака в кучевых облаках исследовалась неоднократно (В. А. Зайцев в 1950 г. [76], А. П. Чуваев и Г. Т. Крюкова в 1954 г. [237], Уорнер в 1955 г. [614]).

По Зайцеву, водность в кучевых облаках достигает максимального значения в их центральной части на высоте порядка 1000 м (или немногим более) над основанием облака. Здесь водность может превышать значение $4,0 \text{ г/м}^3$.

Мощность облаков, в которых производил измерения Зайцев, была обычно менее 2000 м. Его данные сведены в табл. 30 (так же как и данные Чуваева и Крюковой для Cu cong. мощностью до 4000 м, полученные также для района Ленинграда), а соответствующие сглаженные кривые представлены на рис. 38.

В Cu hum. средняя водность резко возрастает на протяжении нижних 25 м до значения $0,08 \text{ г/м}^3$. В толще облака возрастание идет более медленно, вблизи верхней границы водности достигает своего максимального значения $0,38 \text{ г/м}^3$. В этом отношении Cu hum. в общем аналогичны внутримассовым облакам слоистых форм при положительных температурах.

В Cu med. и Cu cong. , имеющих мощность менее 2000 м, средняя водность довольно быстро возрастает от нижней границы до максимума на высоте около 1000 м над ней. На периферии облака средний максимум водности равен $0,31 \text{ г/м}^3$, в центральных частях плотных Cu cong. он достигает $0,86 \text{ г/м}^3$, средняя максимальная водность достигает значения $1,70 \text{ г/м}^3$, близкого к теоретическому значению, получаемому в предположении адиабатического процесса.

В мощных Cu cong. до высоты 1000 м ход водности близок к ходу в Cu med. Далее в мощных Cu cong. возрастание водности с высотой постепенно замедляется и с уровня 1500 м над основанием облака идет очень медленно до максимума на высоте около 3000 м. Выше этого отмечается быстрое убывание водности вплоть до верхней границы.

Несмотря на наличие восходящих движений внутри облака,

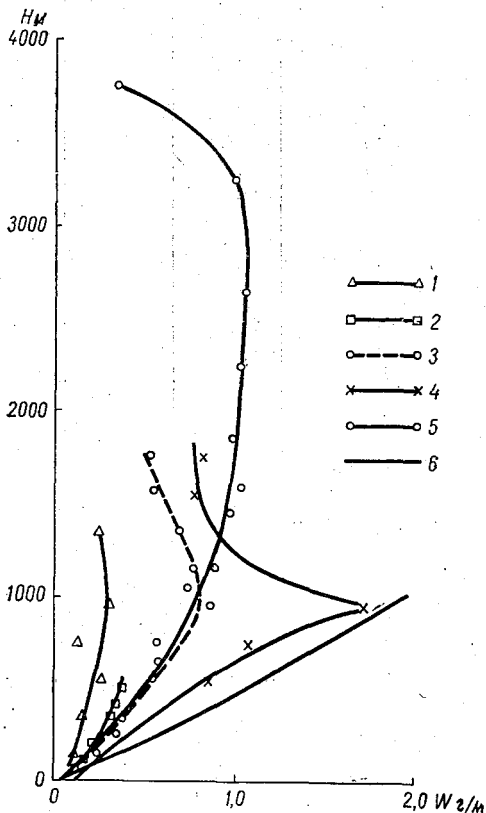


Рис. 38. Средняя водность кучевых облаков в зависимости от высоты над нижней границей.

1 — периферия Cu cong. ; 2 — Cu hum. 3 — средняя частота Cu cong. 4 — плотные Cu cong. (1, 2, 3, 4), по данным В. А. Зайцева; 5 — Cu cong. , по данным А. П. Чуваева; 6 — водность в предположении влажноадиабатического процесса.

Таблица 29

Высота середины слоя (м)	Температура (град.)					
	< -10		-10-0		> 0	
	W	n	W	n	W	n
50	0,19	20	0,16	68	0,27	47
150	0,20	12	0,21	40	0,24	18
250	0,225	8	0,15	37	0,28	22
350	0,16	13	0,19	37	0,29	19
450	0,11	11	0,21	46	0,43	17
550	0,20	4	0,23	41	0,49	12
650	0,23	5	0,18	28	0,38	10
750	0,06*	1	0,21	38	0,35	12
850	0,16*	1	0,16	25	0,41	9
950	0,20	9	0,27	16	0,39	5
1050	0,20	3	0,20	25	0,50	8
1150	0,15	5	0,31	12	0,38	3
1250	0,12	2	0,25	9	0,27	7
1350	0,10	4	0,27	11	0,50	3
1450	0,35	2	0,32	12	0,20*	1
1550	0,02*	1	0,24	11	0,24	3
1650	0,12	2	0,23	10	0,25	3
1750	0,10	2	0,28	5	0,16	3
1850	0,12	2	0,33	3	0,37	4
1950	0,22	3	0,24	6		

Таблица 30

Высота середины слоя над основа- нием облака (м)	Средняя водность для Си мед. и Си cong. различной плотности				Средняя водность в плотных Си cong.		Средняя водность в Си hum.		Средняя H м	Среднее значение водности в Си cong.	
	середина		периферия		W	n	W	n		W	n
	W	n	W	n							
25	0,09	42			0,10	9	0,08	8	25	0,10	18
150	0,23	116	0,12	6	0,33	16	0,17	35	250	0,35	48
350	0,31	127	0,16	10	0,38	23	0,33	37			
550	0,54	104	0,27	6	0,85	29	0,38	2	650	0,59	41
750	0,56	81	0,13	9	1,06	27					
950	0,86	43	0,31	2	1,70	17					
1150	0,76	33			0,89	20			1050	0,74	52
1350	0,69	25	0,15	2	0,89	16					
1550	0,53	19			0,77	3			1450	0,97	54
1750	0,52	7			0,81	2			1850	0,98	71
									2250	1,01	75
									2750	1,04	37
									3250	0,99	21
									3750	0,34	5

только в нижней центральной части достаточно мощных облаков водность близка к рассчитанной по адиабате. В периферийных, а также в верхних частях облака она значительно меньше вычисленной. Это объясняется, по-видимому, втягиванием внутрь облака масс относительно сухого воздуха из окружающего облако пространства. Этот механизм обуславливает также малую водность в *Cu hum.*, имеющих небольшие линейные размеры.

Тот факт, что в мощных *Cu cong.* практически не наблюдается возрастания водности в слое от 1500 до 3000 м, объясняется либо выпадением сконденсированной воды, либо тем, что при достаточной мощности облака смешение с окружающим относительно сухим воздухом с некоторого уровня проникает и до центральной части облака.

§ 23. ХИМИЗМ ОБЛАКОВ И ОСАДКОВ

Мы уже говорили в гл. I о большой роли гигроскопических ядер конденсации. Наличие в каплях облаков и осадков растворенных солей и кислот влияет не только на условия конденсации водяного пара на их поверхности, но и на ряд физико-химических свойств капель. К ним относятся в первую очередь величина поверхностного натяжения, характер и скорость замерзания капель, особенности отражения и поглощения электромагнитных волн и т. д. В то же время перенос каплями осадков химических примесей играет весьма существенную роль в процессах «химического обмена» между атмосферой и землей. Поэтому проблема «химизма» гидрометеоров давно привлекает внимание как метеорологов, так и агрохимиков, гидрохимиков и т. д.

Основным, а до недавнего времени и единственным методом изучения гигроскопических веществ, содержащихся в гидрометеорах, являлся точный качественный и количественный микрохимический анализ продуктов атмосферной конденсации. С помощью его, однако, можно определить лишь ионные составляющие, а не молекулярный состав примесей, содержащихся в каплях облаков и осадков. Это обстоятельство сильно затрудняет выявление природы и строения ядер конденсации. В связи с этим в последние годы начали развиваться физические методы исследования состава примесей, содержащихся в гидрометеорах, в частности микрокристаллографический [51] и электронно-микроскопический [441], [442—443], [511].

При использовании микрокристаллографического метода в пробе гидрометеоров, предварительно выпаренной вплоть до получения сухого остатка, иммерсионным методом определяются геометрические и оптические свойства кристаллов примесей. Зная форму, показатель преломления, степень анизотропии и другие свойства кристаллов, содержащихся в сухом остатке, с помощью петрографических таблиц определяется природа кристаллов.

Электронно-микроскопические исследования позволяют определить размер, форму и структуру частиц, содержащихся в осадках. Исследуя изменение свойств частицы при изменении относительной влажности в месте ее расположения, удается выяснить также тигроскопичность отдельных частиц.

Вначале исследования химического состава гидрометеоров касались исключительно вод осадков (дождя, снега). При этом как за рубежом (Маркграф в Германии, Бергман в Швеции), так и в России (П. Трубецкой) агрохимии наибольшее внимание уделяли определению в осадках соединений азота (аммиака, азотной и азотистой кислоты), вносимых ими в почву. С конца XIX в. и особенно в XX в. начались также систематические исследования содержания в осадках сульфатов, хлоридов и других веществ. Наиболее полные исследования такого рода были выполнены Кинчем, Келером [427], Менцлем [491], Мийаке [492], Е. С. Селезневой [193], Б. С. Бурксер [31]. Широкое развитие и большую систематичность подобные работы приобрели в период Международного геофизического года (1957—1959).

Химические анализы проб, собранных в осадках в различных пунктах земного шара, показали, что в них содержатся ионы хлора (Cl'), сульфата (SO_4''), сульфита (SO_3''), гидрокарбоната (HCO_3'), нитрата (NO_3'), натрия (Na'), магния (Mg''), кальция (Ca''), а также аммиака, аммония, калия, галлоидов, радиоактивных элементов и т. д. Наибольшую концентрацию, как правило, имеют: из катионов гидрокарбонат (до 90 мг/л), сульфат (до 67 мг/л) и хлор (до 72 мг/л); из анионов натрий (до 33 мг/л) и кальций (до 32 мг/л). Содержание остальных примесей обычно меньше, причем они не всегда обнаруживаются в заметных количествах.

Данные о среднем количестве различных ионов, содержащихся в осадках, приведены в табл. 31.

Таблица 31

Средняя концентрация ионов в атмосферных осадках
(по Р. И. Грабовскому)

Ионы	Cl'	SO_3''	SO_4''	HCO_3'	NO_3'	NH_3'	NH_4'	Na'	Ca''	Mg''
Концентрация (мг/л)	5,04	4,88	9,17	18,20	1,52	0,78	0,21	5,12	4,82	1,74

Концентрация различных примесей в осадках может меняться в весьма широких пределах, в зависимости от географического расположения пункта их сбора, сезона и т. д. Так, например, в зимнее полугодие и вблизи промышленных центров несколько повышается концентрация сульфатов и сульфитов, являющихся продуктами сгорания топлива. Для приморских районов характерна повышенная концентрация ионов, входящих в состав морской соли (Cl' , Na , Mg'' и т. д.). Опытами Мийаке [492], Вуда и Вилсмора, Эриксона [351] и др. установлено, что усиление ветра над морем приводит к резкому увеличению количества хлоридов в атмосферных осадках прибрежных областей,

что, видимо, связано с усилением выноса с моря на сушу мельчайших морских брызг, а после их испарения — частиц морской соли. К аналогичному выводу приводят также и исследования химизма туманов, произведенные Н. М. Акимовым [5]. Следует подчеркнуть, что четкая корреляция между «соленостью» капель осадков и силой ветра, дующего с моря на сушу, наблюдается лишь на небольших расстояниях от берега, не превышающих нескольких десятков километров. Исследования Е. С. Селезневой [193], Менцля [491], С. М. Шметера [252] и др. показали, что явной связи между силой ветра и хлоросодержанием капель вдали от побережий не обнаруживается. По-видимому, в прибрежных районах наиболее эффективны так называемые «гигантские» ядра конденсации [406], [410], состоящие из частиц галита (NaCl); хлориды, обнаруживаемые в каплях во внутриконтинентальных районах, связаны с ядрами конденсации обычных размеров, образующимися в процессе разрушения гигантских ядер или иным способом.

Изучая характер и происхождение содержащихся в атмосфере гигроскопических ядер конденсации по составу осадков, следует учитывать, что выпадающие капли осадков на своем пути захватывают частицы атмосферных взвесей. Кроме того, капли дождя при падении частично испаряются. То и другое ведет к существенному увеличению концентрации химических примесей в осадках по сравнению с каплями облаков и туманов. Это изменение концентрации зависит от радиуса падающих капель. Действительно, количество (масса) атмосферных взвесей, захватываемых падающей каплей, пропорционально площади ее миделевого сечения (т. е. квадрату радиусом r^2) и коэффициенту захвата. Поскольку объем капли пропорционален r^3 , то изменение концентрации взвесей в воде осадков будет заметнее.

Аналогично можно учесть роль испарения падающих капель. Как показал Бест [243], отношение конечной концентрации (C_2) к начальной (C_1) для любой примеси выражается формулой

$$\frac{C_2}{C_1} = \left(1 + \frac{k_2}{r_2^2}\right)^{\frac{3}{2}}, \quad (23.1)$$

где r_2 — радиус капли, достигшей земли, k_2 — постоянная, имеющая порядок 10^{-4} см² и зависящая от пути падения, температуры, давления и влажности воздуха, но не зависящая от r . Из (23.1) видно, что при испарении наибольшее изменение концентрации примесей будет наблюдаться в мелких каплях.

Общее изменение концентрации может быть очень значительным. На рис. 39 приведены результаты подобных наблюдений, проведенных Тернером для типичных случаев осадков в районе Хилю (Гавайи) вместе с экспериментальными данными о составе капель различных размеров в осадках, собранных на уровне земли.

Очевидно, что для подсчета размеров и массы гигроскопических ядер конденсации наиболее надежные материалы могут быть получены с помощью химического анализа проб воды, непосредственно собранных в облаках и туманах. Поскольку в них

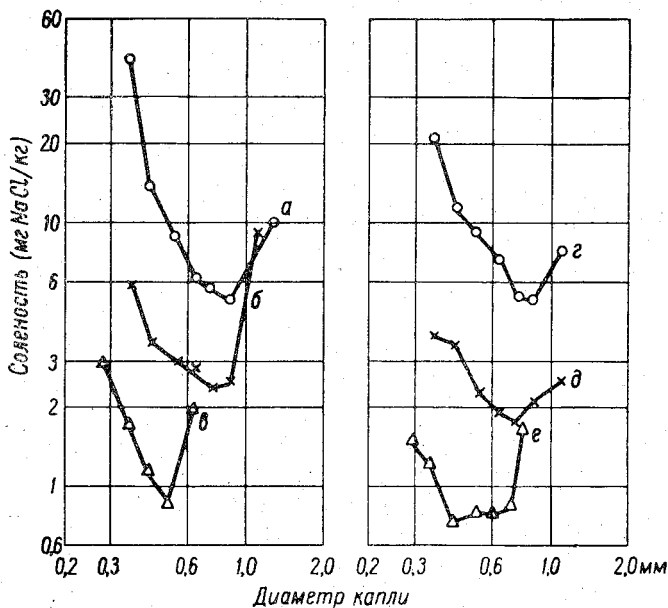


Рис. 39. Изменение состава капель дождя в зависимости от их диаметров (по наблюдениям 25—26/V 1954 г. близ Хило, Гавайские острова).

Соленость: а — близ уровня моря, б — у основания облаков на высоте 630 м, в — в облаке на высоте 1350 м над ур. м. Среднее значение солености: г — близ ур. моря, д — на высоте 630 м, у основания облаков, е — на высоте 1350 м (по Тернеру).

трудно собрать большое количество воды, достаточное для химического анализа, большинство опубликованных работ относится к химизму наземных туманов (в частности, на побережье океанов и в облаках на вершинах гор). Единственные исследования химизма элементов облаков, находящихся в свободной атмосфере, принадлежат С. М. Шметеру [252] и Р. И. Грабовскому [51].

Первые исследования химизма облачной воды (изморози), образовавшейся в облаках, были предприняты Кёлером [424—428] в 1914—1923 гг. на горах в шведской Лапландии и Северной Норвегии. Он нашел, что чаще всего наблюдается концентрация хлоридов, равная 3,6 мг/л. Сопоставляя концентрацию хлор-иона с размером капель, Кёлер пришел к заключению, что содержание хлора в облачных элементах подчиняется зависимости вида

$$Cl = 3,56 \cdot 2^p \text{ мг/л,}$$

где $p = \pm 0, 1, 2, \dots$

В своих позднейших исследованиях Кёлер полагал $p=1$ [427]. Это соотношение говорило в пользу гипотезы о том, что рост обычных элементов происходит за счет попарной коагуляции капель одинаковых размеров (так называемый «закон кратности»). Хотя позднейшие исследования не подтвердили наличия такой закономерности, все же попытка изучить связь между составом капель и механизмом их укрупнения была важной заслугой Кёлера.

Определение состава капель приземных туманов производилась за рубежом Кеннингхемом [325] в 1939 г., Юнге [409], [410] в 1953—1954 гг., Хаутоном [393] в 1955 г. и в СССР Н. М. Акимовым [5] в 1952—1955 гг. Химический анализ проб производился на содержание хлоридов (Cl') и сульфатов (SO_4''). Исследования Кеннингхема производились в морских туманах на о. Кент ($\varphi = 44^{\circ}35'$ с. ш., $\lambda = 66^{\circ}45'$ з. д.). Всего им было проанализировано 9 проб. Юнге сделал анализ 5 проб воды, собранных в туманах в районе Раунд-Хилл (Массачусетс, США), а Хаутон проанализировал 35 проб, полученных в адвективных морских туманах в трех пунктах на северо-восточном побережье США. Объем индивидуальной пробы составлял при этом около 0,5 л, что обеспечивало достаточную точность анализа. Н. М. Акимовым было проанализировано 15 проб, собранных в районе Одессы. Из них 12 проб были взяты в туманах адвективного типа, две пробы — во фронтальных туманах и одна — в тумане парения моря. При этом детально определялась водность и микроструктура туманов.

Сводные результаты химического анализа капель туманов по материалам Кеннингхема, Юнге, Хаутона и Акимова представлены в табл. 32.

Таблица 32

Содержание Cl' и SO_4'' в туманах (мг/л)

Место сбора проб	Содержание Cl'		Содержание SO_4''	
	среднее	пределы	среднее	пределы
Бруклин	1,1	0—5,0	15,3	4,5—37,0
о. Кент	7,2	0,3—34,8	6,5	3,7—13,3
Раунд-Хилл	34,8	2,9—20,5	11,4	3,0—6,1
о. Нантукет	98,0	23—204	52,0	13,6—125
Одесса		5,1—570		3,2—72,8

В табл. 32 прежде всего обращает на себя внимание большая изменчивость концентрации хлоридов в туманах, заметная не только по результатам анализа отдельных проб, но и по средним. Даже если не учитывать данных для о. Нантукет и максимальных концентраций Cl' , полученных Акимовым в Одессе (по-

сколько есть вероятность загрязнения этих проб брызгами морской воды), все же концентрация Cl' колеблется от нескольких десятых долей до сотен мг/л. Колебания содержания SO_4'' значительно меньше (от 3,0 до 59,6 мг/л).

Примечательно то обстоятельство, что отношение SO_4/Cl оказалось весьма непостоянным. По данным Акимова, оно колеблется в пределах от 0,13 до 0,94, т. е. может в 7—8 раз превосходить соответствующее значение для морской воды (0,14). В районе Бруклина оно равно в среднем 13,9, т. е. здесь количество ионов SO_4'' оказалось значительно большим, чем хлор-ионов.

Это различие соотношения SO_4/Cl в туманах и морской воде подтверждает, что образование капель не обязательно происходит на ядрах конденсации, состоящих из морской соли (см. § 4). Очевидно, в атмосфере существенную роль играют ядра конденсации, являющиеся продуктами горения. Возможно также, что при испарении капель морской воды идет разделение выкристаллизовавшегося солевого остатка на частицы галита ($NaCl$) и сульфата кальция ($CaSO_4$). Такой процесс более активно протекает при низкой относительной влажности воздуха. Поэтому представляется весьма естественным обнаруженный Акимовым факт, что при высокой влажности воздуха в слое образования капель тумана величина SO_4''/Cl' оказалась почти той же, что и в морской воде.

Данных о химическом составе примесей, содержащихся в облачной воде, значительно меньше, чем данных о туманах и осадках.

О наблюдениях Кёлера мы уже говорили. Хаутон [393] собирал пробы в облаках на горе Вашингтон (Нью-Гемпшир, США) с помощью установки, разработанной Хаутоном и Рэдфордом в 1938 г. Последняя представляла собой небольшую аэродинамическую трубу, через которую протягивался вентилятором воздух со скоростью 6 м/сек. На пути потока устанавливался проволочный экран из нержавеющей стали, на котором оседали капли, стекавшие затем в специальный водосборник. Согласно расчетам Джонсона (1954 г.), коэффициент захвата для капель с диаметром 5 μ при этом составлял 0,7, а для капель с диаметром, большим 10 μ , превосходил 0,9, и, таким образом, спектр облачных капель, дающих основной вклад в водность, существенно не искажался. Результаты анализа 35 проб на хлориды и сульфаты приведены в табл. 33.

Таблица 33

Концентрация Cl' и SO_4'' в облаках на Маунт-Вашингтон (по Хаутону) (мг/л)

	Макс.	мин.	средняя
Cl'	1,2 ¹	0	0,14
SO_4''	53	0,2	7,1

¹ В 25 пробах из 35 заметных количеств Cl' не обнаружено.

Примечательно, что количество Cl' в облаках на Маунт-Вашингтон гораздо меньше, чем в туманах. Возможно, что здесь сыграла некоторую роль сравнительно низкая точность использованного так называемого метода Мура. Однако обнаруженная картина качественно вряд ли искажена. Очень большое относительное содержание в пробах сульфат-ионов снова указывает на большую роль ядер конденсации не морского происхождения.

Исследования химизма облаков, находящихся в свободной атмосфере, производились в СССР в 1949—1950 гг. почти одновременно и независимо друг от друга Р. И. Грабовским и С. М. Шметером.

За рубежом такие работы до настоящего времени, по-видимому, не проводились.

Облачная влага собиралась с помощью намораживания переохлажденных капель на специальных заборниках (рис. 40), устанавли-

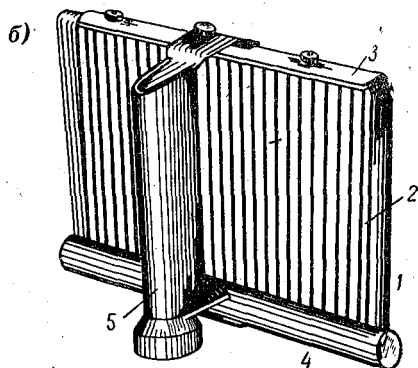
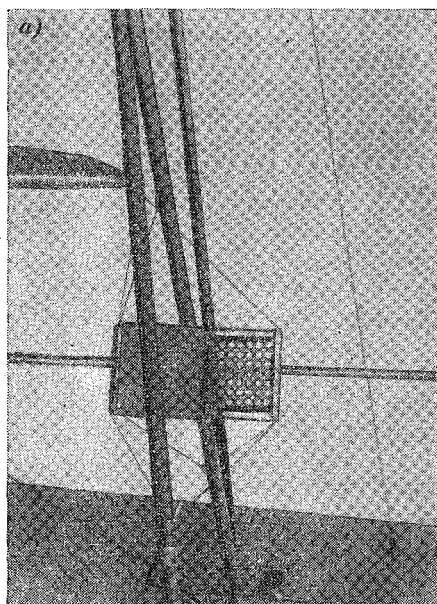


Рис. 40. Заборники для облачной воды: а — Р. И. Грабовского.
б — С. М. Шметера.

ваемых на фюзеляже самолета. Сбор проб был поэтому возможен главным образом в холодное полугодие. Параллельно при полетах С. М. Шметера определялось фазовое состояние облаков и фотографировались облачные элементы.

Химический анализ проб производился микропотенциметрическим методом, в основном на Cl' , с высокой точностью. Результаты анализа проб приведены в табл. 34.

Результаты анализа проб облачных элементов по данным
Р. И. Грабовского и С. М. Шметера

Дата сбора пробы	Облачность		Уровень сбора про- бы (м)	Направление ветра на уровне сбора (град.)	Температура на уровне сбора (град.)	Радиус облачных капель (μ)		Концентрация хлорида (мг/л)	
	форма	высота границ (м)				эффе- ктив- ный	сред- ний		
		ниж- няя							верх- няя

Район Ленинграда

7/II 1949 г.		1020	1320	1100	ЮВ	-8,8		9,0
7/II		1010	1330	1100	ЮВ	-9,0		8,0
7/II		1010	1310	1250	ЮВ	-9,1		6,0
8/II		730	1390	800	ЗЮЗ	-5,0		5,0
8/II		700	1120	900	ЗЮЗ	-6,2		4,0
8/II		720	1150	1000	ЗЮЗ	-6,0		6,0
10/II		1600	1810	1700	ЮЗ	-10,0		8,0
10/II		1650	1800	1700	ЮЗ	-10,1		7,0
16/XI		590	990	950	С	-3,1		7,0
16/XI		590	990	700	С	-3,5		7,0
26/XII		700	910	850	ЮВ	-7,5		3,8
26/XII		700	910	750	ЮВ	-7,5		3,9
26/XII		640	790	750	ЮВ	-7,4		5,2
26/XII		640	790	650	ЮВ	-7,4		5,0
1/II 1950 г.		510	710	650		-9,8		7,1
1/II		510	710	550		-9,8		6,9
1/II		600	700	650		-9,4		8,0
1/II		600	700	650		-9,4		9,7
6/II		620	930	900	Ю	-7,0		5,2
6/II		620	930	650	Ю	-7,0		5,1

Район Москвы

23/I 1950 г.	St	150	350	200	СВ	-7,2		14,70
25/I	St	220	780	450	СЗ	-4,9		8,45
26/I	St	170	720	350	СЗ	-4,3		8,97
2/II	Ns	400		450	С	-11,3		3,16
22/II 1950 г.	St	260	430	420	ЮЗ	-9,9		44,10
22/II	St	250	440	270	ЮЗ	-9,8		10,80
23/II	Sc	640	990	970	ЮЗ	-5,8		31,60
24/II	Ns	600	1230	1050	ЮЗ	-6,0		11,60
2/III	Sc	200	460	280	С	-1,2		3,52

Район Архангельска

2/IV	Ns	1500	2000	1885	ЮЮВ	-7,7	13	13,0	0,10
2/IV	Ns	1800	3000	2400	ЮЮВ	-9,6			0,10
14/IV	Ns	1200	1800	1700	ЮЗ	-4,1	7	5,4	0,50
14/IV	Sc (Ns)	600	900	740	ЮЗ	-1,8	8	5,7	0,42
15/IV	Ns-As	2300	3100	3060	ЮЗ	-9,5	13	9,9	0,10
16/IV	Ns	900		930	З	-4,2	16	12,0	0,06
21/IV	Sc	800	1150	1100	ЮЗ	-5,9		1,0	98,70 (?)

Дата сбора пробы	Облачность			Уровень сбора пробы (м)	Направление ветра на уровне сбора (град.)	Температура на уровне сбора (град.)	Радиус облачных капель (μ)		Концентрация хлорида (мг/л)
	форма	высота гранц (м)					эффе- ктив- ный	сред- ный	
		ниж- няя	верх- няя						

Район Свердловск — Казань

11/XI	Ns	1000		1200	З	-7,2	20	11,1	0,06
12/XI	St	400	900	480	С	-9,0			3,09
12/XI		400	900	850	С	-8,0			7,14
16/XI	Ac	3910	4300	4250	З	-12,6	16	7,3	0,22
18/XI	St	1650	1850	1845	Ю	-2,4	9	5,6	0,25
19/XI	Ns	620	1870	1835	ЮВ	-8,0	11	7,1	0,10
20/XI	Sc	800	1300	1100	В	-9,2	11	7,3	0,14
21/XI	Ac	2000	3000	2900	ЮВ	-17,2		<1,0	7,55
28/XI	Ns	500	2650	1250	ЮВ	-4,6	10	8,5	0,09
29/XI	Sc	1100	1450	1400	ЮВ	-11,5	11	6,3	0,13
1/XII	Ns—As	200	4500	1990	ЮЗ	-9,6			0,12
1/XII	Ns—As	200	2500	3480	ЮЗ	-15,0			0,45
3/XII	Ns	1600	1930	1730	(ЮЗ)	-10,0	11	9,5	0,15
3/XII		1600	1930	1060	(ЮЗ)	-5,0	12	9,2	0,16
5/XII	Sc	230	800	725	(ЮЗ)	-5,5	5	4,4	1,75
7/XII	Sc	1290	1700	1550	(ЮЗ)	-10,5	12	5,1	0,92
7/XII	Sc	1290	1700	1300	(ЮЗ)	-12,0			2,93
11/XII	Sc	500	1600	1455	(СЗ)	-7,5	8	8,0	0,66
11/XII		740	920	900	(СЗ)	-10,0	7	4,5	24,88
13/XII		450	700	555	(ЮЗ)	-7,5	6	5,5	0,84

Примечание. Под эффективным радиусом подразумевается радиус облачных капель, дающих наибольший вклад в водность облака.

Таблица 34 показывает, что хлориды присутствовали во всех без исключения пробах облачных элементов, причем концентрация Cl' колебалась от 0,06 до 44,10 мг/л. Как видно из табл. 35, концентрация Cl' в слоисто-дождевых облаках значительно меньше, чем в слоистых и слоисто-кучевых. При этом наибольшая концентрация хлора как во фронтальных (Ns, As), так и во внутримассовых облаках (St, Sc) зарегистрирована в районе Москвы.

По-видимому, значительная часть хлора в индустриальных районах возникает из дымов промышленных предприятий, содержащих свободный хлор или HCl, которые растворяются затем в облачных каплях. Из-за большой гигроскопичности HCl капли, содержащие ее, могут быстро расти путем конденсации даже при сравнительно малой относительной влажности воздуха. Рост содержания хлора в облаках над промышленными районами был также обнаружен Менцлем, сравнившим состав осад-

ков в промышленном районе (Деннерсберг) и в области со слабо развитой промышленностью (Дахау).

Повышенное содержание хлор-ионов в слоистых и слоисто-кучевых облаках отчасти можно объяснить тем, что St и Sc обычно наблюдаются на меньших высотах, чем Ns—As, т. е. в той части атмосферы, где количество взвесей, в том числе и ядер конденсации всех типов, наибольшее. Однако из табл. 34 нельзя заключить, что количество Cl' и высота облаков связаны однозначно. Отсутствует подобная связь и между концентрацией Cl' и наличием в облаках или над ними инверсии. По-видимому, основную роль играют здесь размеры облачных капель, поскольку, как будет показано ниже, концентрация примесей связана с ними весьма тесно.

Таблица 35

Концентрация Cl' в облаках различных форм

Районы сбора проб	Концентрация (мг/л)					
	мин.	макс.	средняя	мин.	макс.	средняя
	St—Sc			Ns—As		
Москва	3,52	44,10	17,4			7,38
Свердловск—Казань	0,13	24,88	11,8	0,06	0,45	0,16
Архангельск				0,06	0,50	0,31
Ленинград	3,8	9,7	6,3			

С. М. Шметер впервые показал, что концентрация хлоридов тесно связана с размерами капель облаков (рис. 41). Нижняя часть кривой на рис. 41 построена на основании измерений, проведенных этим автором в облаках. Для продления кривой в область более крупных капель были использованы данные Е. С. Селезневой [193], Р. И. Грабовского, Менцля и особенно Д. Тернера [601] о химическом составе капельных осадков.

На рис. 41 видно, что кривая зависимости концентрации хлоридов от размеров капель может быть разбита на три участка. Первый участок, соответствующий каплям с радиусом от 1 до 15—20 м, характеризуется уменьшением концентрации Cl' с увеличением размера капель. На втором участке в каплях с радиусом от 20 до 100—200 м концентрация хлоридов практически одинакова. На третьем участке при дальнейшем росте капель концентрация хлоридов увеличивается.

Подобный характер кривой может быть объяснен различием в процессах роста капель для разных участков спектра их размеров. Очевидно, что при росте капель за счет одной конденсации концентрация хлора будет убывать пропорционально кубу ра-

диуса капли. При коагуляционном росте капля возможно два случая. При коагуляции капля с одинаковой концентрацией примеси (например, Cl') концентрация ее будет оставаться неизменной. Если же коагулируют капли с различной концентрацией примеси, то капля, образовавшаяся после слияния, будет иметь некоторую промежуточную концентрацию. Поскольку первоначально как более крупные, так и мелкие облачные элементы возникли за счет конденсационного роста зародышевых капель, то концентрация хлорида к моменту начала коагуляции в мелких облачных элементах оказывается большей, чем в крупных. Следовательно, относительная концентрация хлоридов в каплях, образовавшихся за счет коагуляции капель неодинаковых размеров, должна возрастать по мере увеличения размера образующихся новых капель. Ход кривой на рис. 41 может быть объяснен следующим образом. Линейное уменьшение логарифма концентрации хлор-ионов с возрастанием логарифма радиуса капель, характерное для $r < 20 \mu$, связано с тем, что в этой области имеет место только конденсационный рост облачных капель. Далее на укрупнение облачных элементов все большее и большее влияние оказывает коагуляция капель. Это проявляется в постепенном замедлении скорости уменьшения концентрации Cl' с ростом радиуса капель вплоть до того, что, начиная с определенных размеров облачных элементов, она становится постоянной и даже начинает увеличиваться. Отсутствие достаточных данных прямых наблюдений для облачных капель с $r > 20 \mu$ не позволяет, к сожалению, определить этим методом, начиная с какого размера рост капель происходит исключительно за счет коагуляции.

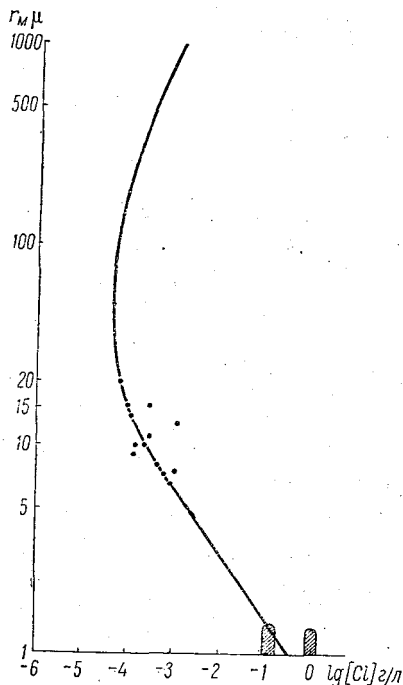


Рис. 41. Зависимость концентрации хлора в облачной воде от среднего радиуса капель облаков и осадков.

Очевидно, что изложенные закономерности выполняются только в чисто капельных облаках (безразлично — теплых или переохлажденных). При наличии в облаке кристаллов существенную роль играет переконденсация на них водяного пара. Поэтому в смешанных облаках корреляция между размером ка-

пель и содержанием в них химических примесей должна нарушаться. Указанное обстоятельство было подтверждено в опытах Тернера [601] в 1955 г. Исследуя зависимость солености осадков от размеров капель, он нашел, что в осадках из смешанных облаков зависимость концентрации хлоридов от размеров капель почти незаметна. В осадках же из теплых облаков (опыты производились на Гавайских островах) обнаруживается четкий минимум солености капель с радиусом 150—200 μ .

§ 24. МИКРОСТРУКТУРА КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ (ЛЕДЯНЫХ) ОБЛАКОВ

В аэрологии ледяные кристаллы свободной атмосферы обычно подразделяют на собственно облачные кристаллы и элементы твердых (ледяных) гидрометеоров. К первым относятся столь малые кристаллы, что они практически не падают или падают очень медленно со скоростями, не превышающими нескольких см/сек., самое большее 10 см/сек. Ко второй относятся кристаллы больших размеров — 0,5 мм и более, обладающие скоростями падения порядка 1 м/сек. и более, которые могут проходить в облаках и вне облаков значительные пути падения, а при благоприятных условиях достигать и поверхности земли¹.

Формы облачных кристаллов более просты, так как они, находясь длительное время в почти одинаковых условиях, растут, сохраняя (или мало меняя) форму. Наоборот, частицы твердых гидрометеоров (снежинок), зародившись, как те же облачные кристаллы, при падении растут и развиваются при переменных внешних условиях, вследствие чего их форма значительно усложняется. Поэтому их промежуточные и окончательные формы весьма разнообразны и сложны и они часто до неузнаваемости отличаются от первоначальных форм облачных кристаллов.

В природе кристаллические облака могут как состоять из одних облачных кристаллов, так и включать снежинки. Здесь мы рассматриваем главным образом именно первые и лишь немного касаемся элементов твердых осадков.

Изучение ледяных кристаллов осадков началось давно. Еще в XVI в. знаменитый датский астроном Тихо-де-Браге зарисовывал формы снежинок. Подробные наблюдения над снежинками проводили в конце XIX в. и в первой половине XX в. А. И. Сигсон, Бентлей, И. Б. Шужевич, Добровольский, Гейм, Берг, П. А. Чирвинский, А. М. Касаткин, П. А. Вейнберг, И. С. Астапович, Накая, А. Д. Заморский и др. [557]. Ими были сделаны

¹ Такое деление, конечно, в значительной степени формально. Однако оно удобно при описаниях облаков и при решении некоторых практических задач. Следует также указать, что для сферических капель деление по их размерам или по скорости падения весьма просто. Для кристаллов это сделать труднее, так как скорость их падения зависит не только от размеров, но и от формы кристалла и поэтому различие между твердыми частицами облаков и элементами осадков является несколько неопределенным.

многочисленные фотографии снежинок, составлены подробные описания их форм и разработаны детальные классификации видов твердых осадков [502].

Наоборот, исследования облачных кристаллов непосредственно в облаках начались лишь в последние два десятилетия. Лишь в 1943—1945 гг. Вейкман [554] совершил для этой цели ряд полетов в облаках Si, Cs, Cs, As, As и др. В 1950—1955 гг. строение кристаллических облаков изучалось при полетах на самолетах в Центральной аэрологической обсерватории А. М. Боровиковым [18], а также в Главной геофизической обсерватории Г. Т. Крюковой, А. П. Чуваевым, М. А. Химач и др. В 1952—1954 гг. Ф. Я. Клинов [98] в Верхоянске исследовал кристаллы

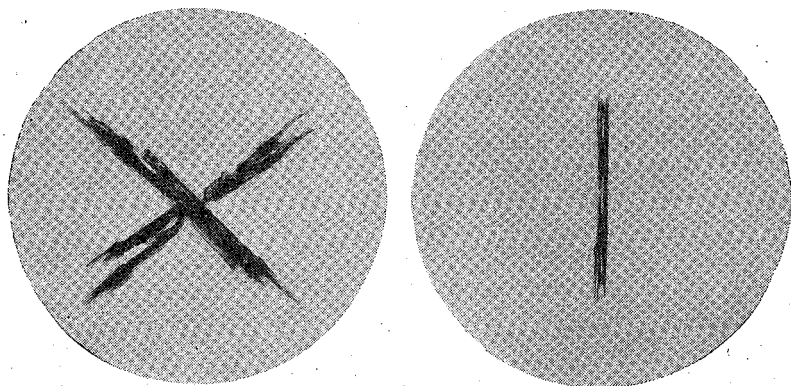


Рис. 42. Иглы.

свободной атмосферы, улавливая их при подъемах привязных шаров.

Эти работы пока еще немногочисленны, однако они все же дают возможность составить более или менее полное представление о строении кристаллических облаков и о формах облачных кристаллов.

Как известно (гл. I, § 11), начальной формой всех облачных кристаллов является гексагональная (шестигранная) призма. В дальнейшем в зависимости от условий роста кристаллов их развитие идет в направлении главной или побочных осей или более сложным путем. В результате образуются кристаллы различных форм. Согласно § 11, можно различать три типа кристаллов: столбчатые, пластинчатые и неправильные.

Первый тип включает кристаллы в виде шестигранных призм, у которых длина боковых граней в несколько раз превышает размеры оснований или в крайнем случае соизмерима с ним. Сюда относятся следующие кристаллы.

Иглы (рис. 42). Очень тонкие длинные столбики с плохо различимым призматическим строением, иногда имеющие ступен-

часто заостряющиеся концы. Иглы всегда сплошные, без каких-либо воздушных включений и пустот внутри. Длина их колеблется в очень больших пределах — до 2—3 мм.

Столбики (рис. 43). Кристаллы в виде прямых шестигранных призм или шестигранных призм, заостренных на одном конце, т. е. комбинаций призмы и пирамиды (рис. 43 в). Последние часто называют «снарядиками». Длина столбиков колеблется

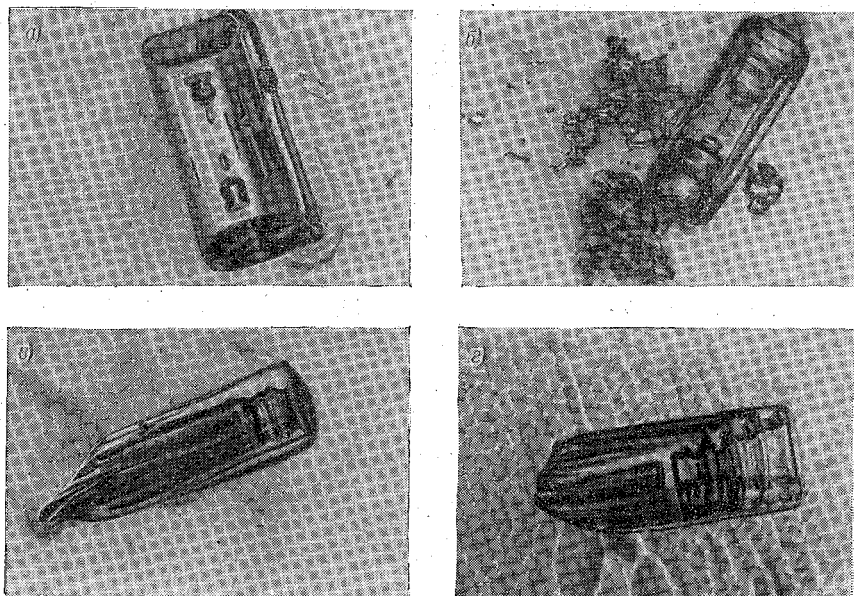


Рис. 43. Кристаллы-столбики.

а — столбики с воздушными пузырьками, *б* — столбики с «гирьками», *в* — снарядик, *г* — снарядик с открытой воздушной полостью («бокал»).

от 40—50 до 400—500 μ и в среднем равна 100—300 μ . Иногда встречаются столбики, у которых размеры оснований соизмеримы с длиной.

Столбики могут быть сплошными, однако чаще они имеют внутри либо замкнутые воздушные включения в виде вытянутых пузырьков воздуха (рис. 43 *а*), конусов или «гирек» — как бы системы цилиндров различного диаметра (рис. 43 *б*), — либо большие открытые с основания воздушные полости (рис. 43 *г*).

Столбики-близнецы и пучки столбиков (рис. 44). Кристаллы-столбики или снарядики, соединенные попарно или в большем числе, выросшие из одного зародыша. Они всегда пустотелые или имеют воздушные включения. Столбики-близнецы имеют вид двух подобных кристаллов, как бы сросшихся основаниями. Пучки столбиков (часто называемые «комплексами», «ежами»

и т. п.) напоминают друзы кристаллов, звездообразно разросшихся из одного основания (рис. 45). Пучки, как правило, состоят из снарядиков. Число кристаллов, составляющих пучок, изменяется от 3—4 (реже) до 7—10 и более (чаще).

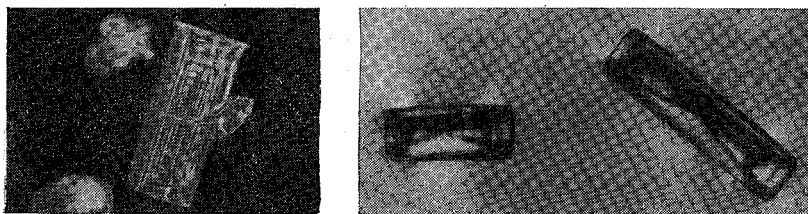


Рис. 44. Столбики-близнецы.

Ко второму типу относятся кристаллы, имеющие вид плоских правильных или, реже, неправильных шестиугольных пластинок, у которых размеры основания во много раз превышают толщину. Встречаются также пластинки неправильной формы, часто просто осколки разбитых шестиугольников. К ним можно отнести:

Тонкие пластинки (рис. 46). Очень тонкие, прозрачные пластинки, часто имеющие внутреннюю структуру обычно в виде шести лучей, расходящихся из центра, иногда с маленьким по-

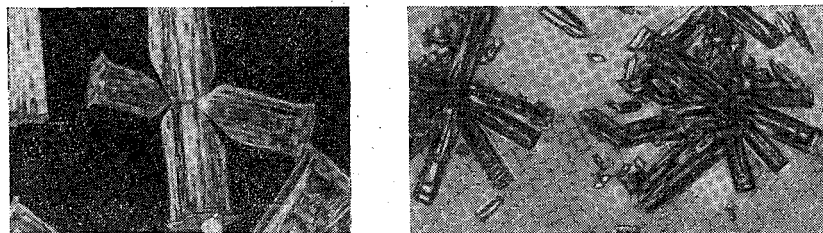


Рис. 45. Пучки кристаллов.

добным шестиугольником, расположенным в центре (рис. 46 б, 46 в). Размеры таких пластинок колеблются от нескольких десятков до 200—400 μ при толщине от 2 до 20—30 μ .

Толстые пластинки (рис. 47) — ледяные пластинки правильной шестиугольной формы, отличающиеся от предыдущих значительной толщиной — до 100 μ . Они редко имеют неправильную форму и обычно обладают внутренним лучистым рисунком, а иногда и воздушными включениями. У некоторых из них боковые грани имеют ребристую поверхность.

Наконец, к третьей группе относятся кристаллы неправильной или неопределенной формы (рис. 48). Сейчас нельзя с уверенностью сказать, действительно ли это естественная форма кристаллов или это кристаллы каких-то правильных форм, но разбитые или частично оплавленные при улавливании. Боровиков отнес к этой же группе и кристаллы, изображенные на рис. 48. Они имеют вид пирамид с шестигранным основанием и ребристой

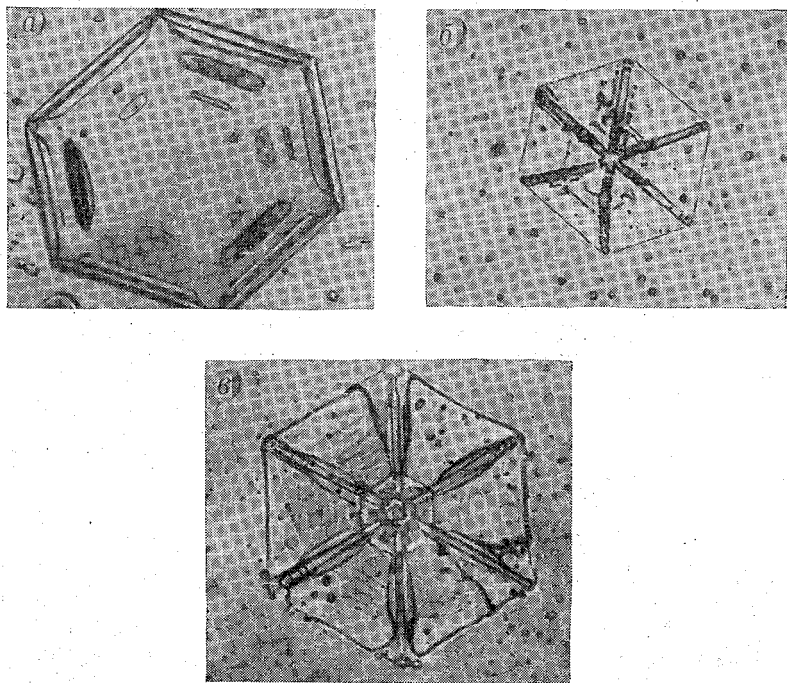


Рис. 46. Тонкие пластинки.

а — простая пластинка, *б* — пластинка с лучами, *в* — пластинка с лучами и подобным шестиугольником.

поверхностью граней. По-видимому, многие из них имеют внутри пустоты подобной формы. Формы этих кристаллов схожи с кристаллами инея, наблюдавшимися на наземных предметах А. М. Касаткиным на Земле Франца-Иосифа.

Как показывают результаты полетов в кристаллических облаках, определенные формы кристаллов образуются при определенных температурах.

Так, согласно Вейкману [621], [622], в интервале температур от 0 до -20° образуются главным образом пластинки, при температуре от -15 до -35° — сплошные столбики и толстые пла-

стинки и в диапазоне от -30 до -60° — полые призмы и пучки призм.

А. М. Боровиков [18] во время своих полетов наблюдал тонкие пластинки при температуре от 0 до -16° , толстые пластинки — в интервале от -16 до -25° , столбики — от -13 до

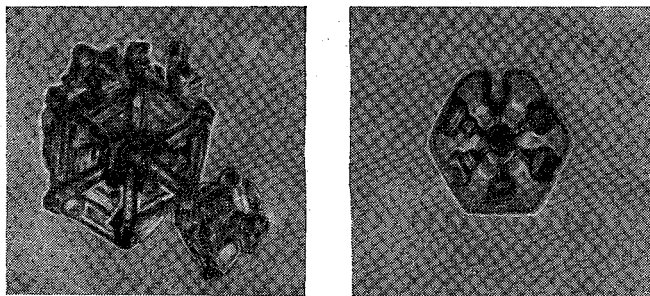


Рис. 47. Толстые пластинки.

-30° , причем в начале этого интервала преимущественно сплошные, а в конце в основном с внутренними пустотами и изредка полые. Пучки призм встречались начиная с -20 , -25° и ниже,

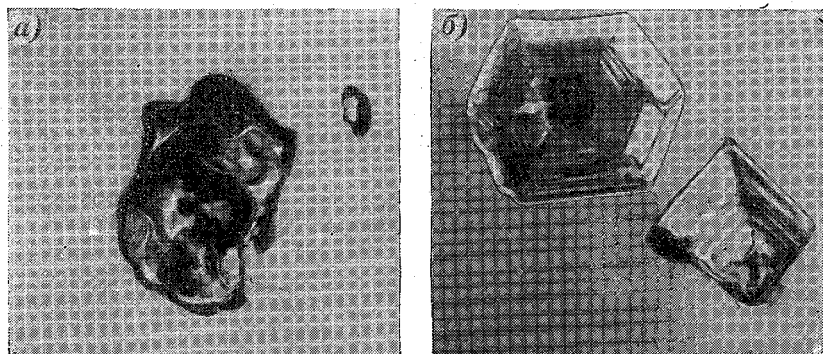


Рис. 48. Кристалл неправильной формы (а) и пирамиды (б).

а неправильные формы — в диапазоне -10 , -28° , причем пирамиды наблюдались только в узкой полосе температур от -22 до -28° .

На рис. 49 указаны температурные области различных форм кристаллов по наблюдениям около верхней границы облаков, где наблюдаемые условия температуры можно считать наиболее близкими к условиям образования кристаллов. При наблюде-

ниях кристаллов в других частях облака трудно проверить, образовались ли они здесь или занесены из других частей облака.

Эти результаты в общем согласуются с данными наземных наблюдений над полярным снегом в Арктике и Антарктике (Вестман, Гейм), при которых был обнаружен такой же порядок смены форм кристаллов в зависимости от температуры.

Особенно интересно хорошее согласование этих результатов с данными Валля, проводившего наблюдения над образованием кристаллов в приземных переохлажденных туманах, т. е. заведомо при наличии насыщения относительно воды. Он установил, что при температуре -2 , -7° возникали только иглы, от -8 до -18° образовывались гексагональные пластинки и пластинки в виде звезд. При температуре ниже -18° преобладали толстые

	Форма	Температура						
		0	-5	-10	-15	-20	-25	-30°
1	Пластинки тонкие		///	///	///	///		
2	Пластинки толстые				///	///	///	
3	Столбики					///	///	///
4	Неправильные						///	///

Рис. 49. Температурные интервалы распространения кристаллов разных форм на верхней границе облаков.

пластинки и маленькие столбики (иногда с внутренними пустотами), а ниже -25 , -30° наблюдались главным образом пустотелые призмы.

Как видно, согласование с результатами наблюдений в полетах хорошее. Исключением является только возникновение в зоне -2 , -7° игл, никогда не наблюдавшихся в облаках. По-видимому, эта форма кристаллов присуща только приземным слоям.

Наконец, эти результаты достаточно хорошо увязываются с результатами лабораторных исследований (см. гл. I).

Наблюденная зависимость форм облачных кристаллов от температуры удовлетворительно объясняется теоретическими соображениями о форме роста кристаллов, приведенными уже в § 11 гл. I.

Действительно, как следует из работ Фольмера [606], Крыстанова [433], [434], Маршалла и Ланглебена [474] и др., в условиях, когда величина абсолютного пересыщения над льдом велика, а относительного мала ($1,0-1,2$), вероятность возникновения плоских зародышей (формирования оснований) незначительна, но тангенциальный рост кристаллов (формирование ребер), наоборот, происходит быстро. В результате должны образовываться главным образом гексагональные пластинки.

Когда же абсолютное пересыщение мало, а относительное велико (больше $1,2$), вероятность образования плоских зародышей увеличивается, а скорость тангенциального роста кри-

сталла уменьшается. В результате должны возникать преимущественно кристаллы, развитые вдоль главной оси т. е. гексагональные призмы (столбики).

В реальной атмосфере первое условие (значительное абсолютное и малое относительное пересыщение) выполняется чаще при температурах выше -20° , а второе — с -20° и ниже. Следовательно, до температуры -20° должны преобладать пластинки, а ниже нее — столбики, как это действительно и наблюдается в облаках.

Указанные выше соображения объясняют и образование некоторых разновидностей основных форм кристаллов. Например, пустотелые столбики (см. рис. 43) и пучки таких столбиков, как известно, наблюдаются преимущественно при температуре -30° и ниже. Если считать, что для их образования требуется насыщение относительно воды, то, следовательно, рост их происходит при наличии очень большого относительного пересыщения надолдом, порядка 130—140%. При таких больших пересыщениях отложение поверхностных зародышей на краях и углах кристалла происходит значительно быстрее, чем в центре основания. Вследствие этого плоскость основания не успевает еще полностью застроиться, а на краях уже накладываются новые и новые плоскости решетки. В результате основание призмы растет в виде кольца. При этом рост по краям еще более ускоряется, кольцо становится все уже, возникает внутренняя полость, постепенно все более расширяющаяся.

По-видимому, эта же причина — крайне энергичное образование поверхностных зародышей при больших относительных пересыщениях — обуславливает возможность роста нескольких кристаллов из одного центра, т. е. образование кристаллов-близнецов и пучков кристаллов. Как уже сказано, близнецы или пучки всегда состоят из пустотелых призм.

Если в дальнейшем такие пустотелые кристаллы попадают в условия с меньшим относительным пересыщением, то скорость роста по краям уменьшается, плоскость основания успевает застроиться полностью и свободная полость перекрывается — возникают кристаллы с внутренними пустотами (см. рис. 43 в).

Другая разновидность кристаллов — толстые пластинки (рис. 47) — представляет собой переходную форму между призмами и пластинками. Они наблюдаются обычно при температурах несколько выше -20° , т. е. когда величина пересыщения такова, что создаются условия для весьма гармоничного роста кристалла как в нормальном, так и в тангенциальном направлении. И плоскости оснований, и боковые грани застраиваются примерно одинаково быстро — образуются толстые шестигранные пластинки.

В последующие стадии жизни облачных кристаллов их первоначальная форма может существенно изменяться. Переход их в другие условия температуры и влажности обуславливает и

иные условия развития кристаллов. Например, столбики, выпадающая в нижние слои, иногда попадают в зону достаточно высоких температур и больших значений абсолютного пересыщения, т. е. в условия, обуславливающие преимущественный и достаточно

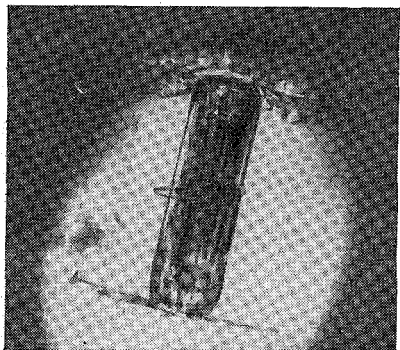


Рис. 50. Кристалл запонка.

интенсивный тангенциальный рост кристаллов. При этом на основаниях призмы может начаться образование пластинок, иногда достигающих значительных размеров. Возникают кристаллы «запонки» (согласно терминологии Заморского), изображенные на рис. 50.

Точно так же при попадании пластинок в зоны с температурами -10 , -14° , т. е. в интервал температур, в котором абсолютная разность упругостей насыщения над водой и льдом достигает максимального значения, пластинки ока-

зываются в особо благоприятных для их роста условиях, когда имеется большой избыток «строительного вещества» — водяного пара. Вследствие большего притока вещества к углам кристалла

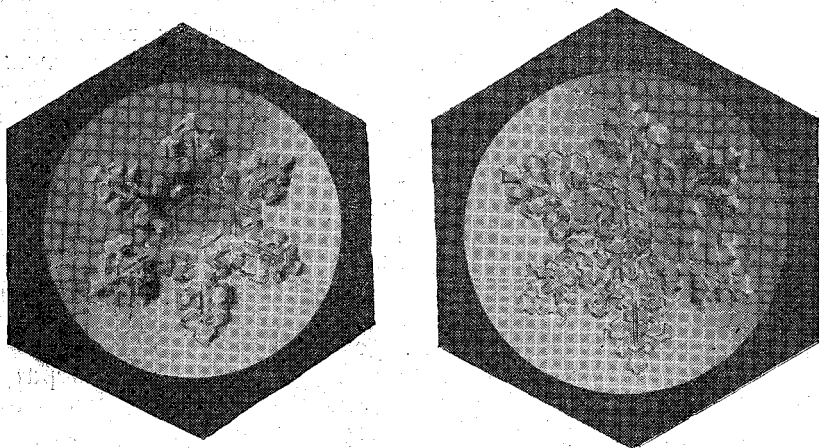


Рис. 51. Звездочки-дендриты.

по сравнению со средней частью ребер на них могут образоваться лучи. В результате кристаллы приобретают звездчатые и дендритные формы (рис. 51), иногда сильно разветвленные.

Таким образом, форма кристаллов, составляющих облака, зависит от температуры и влажности внутри облака, а также от их изменений и соответственно только косвенно зависит от высоты облаков и их мощности. Если мощность облака невелика, то соответственно мал и диапазон температуры и влажности в нем и формы кристаллов в таком облаке однородны (рис. 52). Если же мощность облака и диапазон температуры и влажности в нем значительны, то велика и неоднородность составляющих его облачных кристаллов. Кристаллы в нижней части такого облака имеют совсем другую форму, чем у его верхней границы (рис. 53).

Имеющиеся данные о строении кристаллических облаков позволяют построить некоторые схемы. Ниже приводится схема распределения кристаллов в атмосфере, составлен-

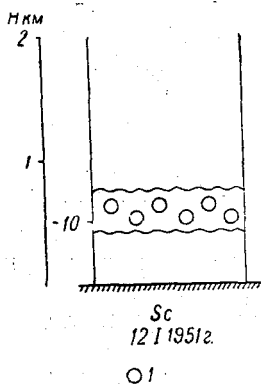


Рис. 52. Схема строения однородных облаков.

1 — тонкие пластинки.

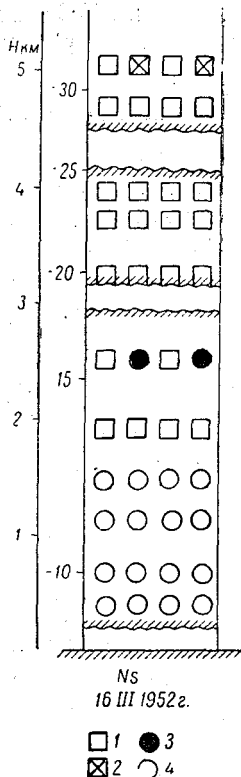


Рис. 53. Схема строения неоднородных облаков.

1 — столбики, 2 — пучки, 3 — толстые пластинки, 4 — тонкие пластинки.

ная Вейкманом [622] в 1947 г., несколько дополненная материалами наших отечественных исследователей.

1. Нижняя тропосфера (незначительное пересыщение надолдом, большая абсолютная влажность, температура от 0 до -15°) — область Ns и нижней части системы Ns—As — тонкие пластинки и звездочки.

2. Средняя тропосфера (среднее пересыщение надо льдом, средняя абсолютная влажность, температура от -15 до -30°) — область As, Ac в верхней части системы Ns—As — толстые пластинки, столбики (реже неправильные формы и пучки столбиков).

3. Верхняя тропосфера (большое пересыщение надо льдом, незначительная абсолютная влажность, температура от -30 до -60°) — область Ci, Cc, Cs — преимущественно пустотелые столбики (объединенные в близнецы или пучки).

§ 25. МИКРОСТРУКТУРА СМЕШАННЫХ ОБЛАКОВ

Смешанные облака состоят как из капель, так и из ледяных кристаллов, т. е. по своему строению являются промежуточными между чисто водяными и кристаллическими облаками. Смешанное строение облака может возникнуть или в результате образования твердой фазы — кристаллов непосредственно в водяном облаке, либо за счет попадания их в водяное облако извне, например, при выпадении из расположенных выше ледяных облаков.

Смешанные облака могут быть смешанными по всей их толще или иметь слоистое строение, при котором водяные слои чередуются со смешанными и кристаллическими. Е. Г. Зак [69] на основе обработки большого числа зондирований фронтальных Ns выделяет три типа строения смешанных облаков:

а) облака, состоящие во всей толще из смеси переохлажденных капель и кристаллов;

б) облака, состоящие из последовательных слоев водяных капель и ледяных кристаллов;

в) облака, состоящие из трех или четырех слоев (водяной теплый, водяной переохлажденный, смешанный и ледяной).

Тип «а», т. е. облака смешанные по всей толще, встречается значительно чаще, чем два других. Так, по данным Е. Г. Зак, повторяемость типа «а» равна примерно 52%, типа «б» — 28% и типа «в» — 20%.

Смешанное облако может существовать длительное время. Его постепенная перестройка, главным образом увеличение кристаллической части облака за счет капельной, вызвана перегонкой пара с капель на кристаллы, благодаря чему капли в конце концов испаряются, а кристаллы растут. Правда, новообразование капель в облаке поддерживает до некоторой степени существование его водяной части, однако возникающие капли так

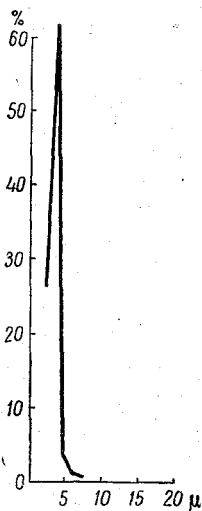


Рис. 54. Спектр капель в смешанных облаках.

же быстро испаряются, и поэтому капли в смешанных облаках значительно мельче, чем в водяных. Наиболее часто здесь наблюдаются капли радиусом 2—3 μ , и спектр отличается узким резким максимумом и отсутствием шлейфа крупных капель. Характерный спектр, заимствованный из [22], приведен на рис. 54.

Форма кристаллов в смешанных облаках, так же как и в кристаллических, определяется величинами температуры и влажности. Поскольку смешанные облака обычно имеют значительную мощность и диапазон температур в них весьма широк, в различных частях этих облаков наблюдаются кристаллы различных, в том числе усложненных форм. Кроме того, рост кристаллов в смешанных облаках происходит в присутствии капель, что также ведет к усложнению формы растущих кристаллов (подробнее см. гл. I).

Смешанные облака играют очень важную роль в процессах формирования осадков.

МАКРОПРОЦЕССЫ ОБРАЗОВАНИЯ ОБЛАКОВ И КЛАССИФИКАЦИЯ ОБЛАЧНЫХ ФОРМ

ПРИНЦИПЫ КЛАССИФИКАЦИИ

Образование облаков всегда бывает связано с процессами охлаждения воздушных масс или перемешивания теплого воздуха с холодным. В этих процессах может участвовать как адиабатическое охлаждение, так и охлаждение путем радиации и теплопроводности.

Величина радиационного охлаждения безоблачного атмосферного воздуха довольно хорошо изучена и, по В. Г. Кастрову, имеет порядок $2,5^\circ$ в сутки. К сожалению, роль этого охлаждения в процессе зарождения облаков пока почти не изучена: известны только некоторые данные о радиационном охлаждении верхней части слоя облаков, где излучает длинноволновую радиацию не только воздух, но и элементы облака. Оно способствует здесь усиленной конденсации. Одновременно при понижении температуры у верхней границы слоя градиент температуры в нем увеличивается и облака здесь обычно принимают кучевообразную форму, хорошо видимую сверху (см. § 41).

В процессе образования облаков некоторую роль может сыграть соприкосновение воздуха с холодной поверхностью земли или горных склонов, т. е. турбулентная теплопроводность воздуха. Она порождает туман и низкие слоистые облака. Об этом довольно сложном процессе будет сказано ниже, в гл. V.

В атмосфере важнейшую роль играет адиабатическое охлаждение. Оно происходит при тех движениях атмосферы, которые имеют значительный вертикальный компонент, т. е. в вертикальных или наклонных восходящих потоках большого масштаба, в атмосферных волнах, вихрях или же при беспорядочных турбулентных движениях. Это — основные процессы, которые определяют образование облаков: от них зависит интенсивность процесса конденсации и его пространственный масштаб, они накладывают свой отпечаток и на форму облаков, и на их микроструктуру. Детальному изучению этих процессов посвящены гл. IV—VIII.

О происхождении облака и о физических процессах его образования мы можем получить некоторое представление, наблюдая форму облака, движение его отдельных частей и развитие его со временем. Поэтому первым шагом в изучении макропроцессов, происходящих в облаках, является подробное наблюдение их форм, видов и разновидностей.

В прошлые годы были сделаны некоторые попытки составить генетическую классификацию облаков, основанную на анализе процессов их происхождения. Бержерон [276] в 1934 г. предложил делить облака на три класса: настоящие кучевообразные, волнистые и настоящие слоистообразные. Он предложил такое разделение как морфологическое, хотя по существу оно должно было отражать физические процессы происхождения облаков. Эта идея сохранила свое значение до сих пор. Далее Бержерон предложил в сочетании с предыдущей классификацией еще генетико-физическую классификацию в зависимости от микроструктуры облаков и наличия осадков (наличия в них ледяных игл, снежной пыли, снегопада, устойчивого тумана, мороси и дождя).

К сожалению, накопленные с тех пор данные о микроструктуре еще не дают возможности составить физическую классификацию облаков на основании этих данных.

В 1952 г. О. Г. Кричак [107] предложил новую схему генетической классификации, выделяя следующие классы:

- 1) облака упорядоченного подъема (Ci, Cs, As, Ns, Ac, Sc);
- 2) облака неадиабатического охлаждения (туман, St, Sc, Ac, As);
- 3) облака термической конвекции (Cu, Cb, Ac cast., Cc);
- 4) облака динамической конвекции (Cu, Cb, St, Sc, Cu fr., St fr., Cc);
- 5) облака растекания и оседания (Ac lent., Sc cuf., Sc vesp., Ac, Cc).

Эта классификация гораздо подробнее предыдущей. По замыслу автора, она должна описывать не только основные физические процессы облакообразования, но и их многие детали. Так, например, Кричак ставит очень важный вопрос о возможности наблюдать эффект динамических факторов — конвергенции, трения, фронтов — при образовании конвекционных облаков. К сожалению, он не выделил волнистых облаков из «облаков упорядоченного подъема». Вместе взятые, они образуют довольно большую группу, объединяющую сравнительно разнородные физические процессы.

Весьма интересна попытка выделить неадиабатические влияния (вторая группа), которые, несомненно, в нижних слоях дают типичные формы облаков. Мы сейчас знаем, однако, слишком мало о неадиабатических процессах в более высоких слоях атмосферы, и исследование их — дело будущего.

Тот факт, что различные формы облаков попадают в разные «классы» Кричака, не должен нас удивлять: процесс возникно-

вения той или иной облачной формы всегда очень сложен и может быть связан с различными физическими явлениями. Мы, например, в гл. VII встретимся со случаями, когда в областях обширных наклонных потоков (на фронтах) образуются отдельные ливневые облака или когда эти последние порождают, например, большие массы — «покровы» высоко-слоистых облаков.

Поскольку вопрос о современной генетической классификации облаков находится еще в стадии дискуссии, мы будем впредь пользоваться лишь упрощенной морфологической классификацией (схемой), положенной в основу современных облачных атласов [4], [264]. Важнейшие черты ее сейчас установлены, по-видимому, прочно. Она служит хорошим рабочим инструментом каждому синоптику и исследователю облаков и нашла свое отражение как в современном Международном [264], так и в советском Атласе облаков [4].

Вместе с тем в гл. IV—VIII описаны некоторые группы облаков, не укладывающихся в морфологическую схему. Таковы, например, перистые (гл. VIII) и высоко-слоистые облака (гл. VI), выделенные здесь по признаку высоты, и фронтальные (гл. VII), связанные с определенными физико-синоптическими процессами.

Вопрос о морфологической классификации имеет довольно длинную историю. Первая вошедшая в науку классификация, данная Говардом в 1803 г., различала три главные «модификации» облаков — перистые, кучевые и слоистые — и четвертую, сложную, объединяющую первые три, названную им «дождевые» облака. Эта классификация применялась при наблюдениях русских обсерваторий уже около 1835 г. Она вошла в «Инструкцию для метеорологических станций», составленную для них Г. И. Вильдом в 1869 г. в той форме, которая изображена на рис. 55.

Позднее, в 1887 г., Гильдебрандссон и Эберкромби предложили свою классификацию, выделив 10 основных форм. Эта классификация близко соответствовала современной — лишь наши высоко-кучевые облака назывались тогда кучево-перистыми, а высоко-слоистые — слоисто-перистыми. Классификация была официально принята как международная конференцией в Мюнхене в 1891 г. Применительно к ней был издан в 1896 г. первый Международный облачный атлас [143].

Дальнейшее развитие науки и, в частности, возникновение фронтологической синоптики (правильно указавшей на наблюдение облачных форм как на очень важный метод диагноза состояния атмосферы) заставило Международную метеорологическую организацию в 1932 г. создать новый атлас из 175 таблиц [145], [265]. В атласе 1932 г. были изображены также комплексы облачных форм, типичные для некоторых синоптических процессов (так называемые виды неба, *aspects du ciel*). Эта идея облачных совокупностей оказалась весьма плодотворной для науки и для исследования облачных систем фронтов, циклонов и т. д.

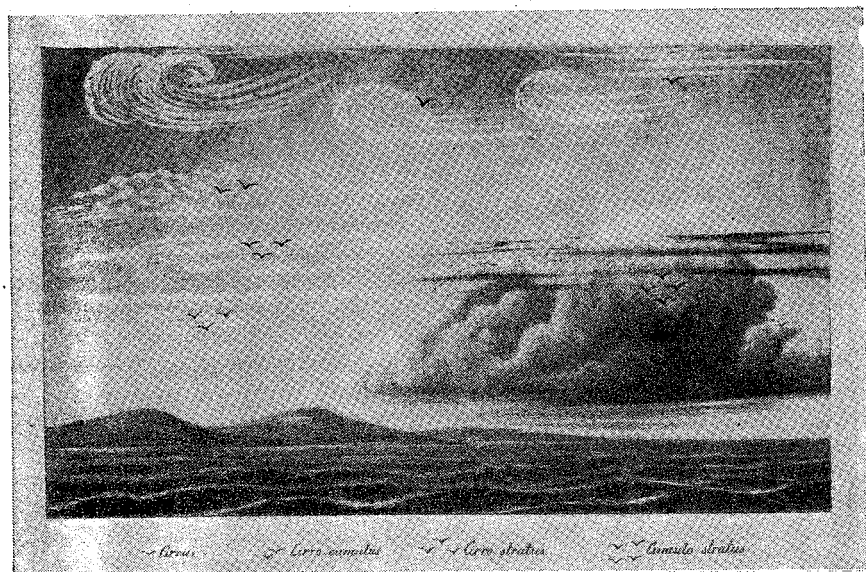
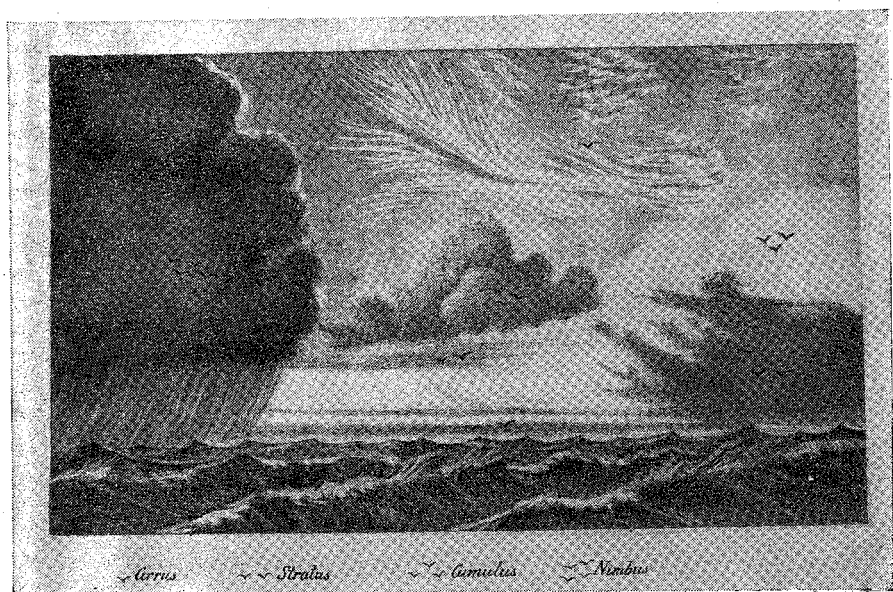


Рис. 55. Классификация форм облаков из «Инструкции метеорологическим станциям», 1869 г.

В повседневных наблюдениях сети она была тем не менее мало использована. Позднее появились в 1956 г. Международный атлас облаков (*Atlas international des nuages*) [264] и в 1957 г. советский Атлас облаков [3]. В своей основной части эти атласы сохраняют то же деление на 10 основных форм, которое принято в атласе 1932 г. и которое хорошо зарекомендовало себя в синоптической практике за истекшие 25 лет.

Во всех этих атласах были даны и некоторые фотографии облаков, наблюдаемых сверху. К сожалению, до сих пор нет окончательной международной системы классификации облачных форм, наблюдаемых сверху. В этом состоит одна из больших задач будущих исследователей. Опыт подобной классификации дан в новом советском Атласе облаков 1957 г.

Существующая морфологическая классификация имеет сейчас очень большое значение как для синоптической и авиационной практики, так и для научного исследования. Ее применяют все метеорологические станции мира; она позволяет благодаря этому собирать большой и однородный материал наблюдений. Вместе с тем она дает довольно ясное, хотя и неполное, представление о происходящих в атмосфере процессах, об ее устойчивости и движении.

Надо помнить, что сходные физические процессы создают несколько различные формы облаков на разных высотах в атмосфере. В зависимости от уменьшения удельной влажности и от понижения температуры вверх размеры, плотность и общий вид облаков меняются. Именно поэтому в практике метеорологических наблюдений облака делят на ярусы (этажи): обычно относят к верхнему ярусу облака, которые лежат выше 6 км над земной поверхностью; к среднему — с основанием от 2 до 6 км и к нижнему — с основанием ниже 2 км¹.

В советском атласе особо выделены облака вертикального развития (кучевые, кучево-дождевые), основание которых обычно лежит в нижнем ярусе, а вершина может подниматься до 15 км и выше.

Это деление на ярусы, однако, в значительной мере условно. Одна и та же форма облаков может находиться на весьма различных высотах. Так, зарождение обычных кучевых облаков может происходить как у земли, так и на высотах до $6-6\frac{1}{2}$ км (например, на Памире), или, наоборот, перистые облака, типичные для больших высот, в холодном климате Восточной Сибири могут спускаться фактически почти до земли. В горных странах отнесение облачности к тому или другому ярусу становится еще более условным.

¹ В Международном атласе 1956 г. даны несколько иные границы верхнего и среднего ярусов для полярных областей (соответственно 3—8 и 2—4 км), умеренных (5—13 и 2—7 км) и тропических областей (6—18 и 2—8 км).

Современная морфологическая классификация включает 10 форм (родов) облаков. Они имеют ряд видов и разновидностей, которые перечислены в табл. 36. Последняя дает наглядное представление о применяемой в СССР классификации.

Классификация видов и разновидностей в новом Международном атласе в своих основных чертах практически совпадает с классификацией, применяемой у нас. Она, однако, в принципе гораздо менее строга и оставляет много свободы для инициативы пользующегося ею. В частности, она позволяет наблюдателю составить из содержащихся в ней терминов для видов и разновидностей любую комбинацию для того, чтобы описать ту или иную наблюдающуюся форму облаков. Такого рода свобода, конечно, сильно затруднит последующую обработку наблюдений.

ОПИСАНИЕ ОСНОВНЫХ ФОРМ ОБЛАКОВ

К верхним облакам относятся следующие.

1. Перистые облака (*Cirrus*, *Ci*) — белые волокнистые облака, как правило, очень тонкие и прозрачные, иногда местами уплотняющиеся в виде неправильных облачных масс или хлопьев. Обычно они столь прозрачны, что сквозь них просвечивает голубое небо, и солнце или луна светят столь ярко, что предметы отбрасывают тени.

Перистые облака могут состоять из отдельных нитей (*Ci filosus*), иногда как бы сильно перепутанных (*Ci intortus*), а иногда имеющих загнутые сверху утолщенные концы (когтевидные, *Ci uncinus*). Последние указывают, возможно, на то, что полосы *Ci* выпадают из мелких более плотных облаков, располагающихся рядами, или, наоборот, образуют небольшие уплотнения над местом, где идет конденсация и откуда выпадают снежинки. Иногда плотные массы перистых облаков являются остатками накоплен грозных облаков (см. ниже), либо сохранивших свою форму (*Ci incus-genitus*), либо распавшихся со временем (перистые плотные, *Ci spissatus*).

2. Перисто-кучевые облака (*Cirrocumulus*, *Cc*). Иногда тонкие полупрозрачные перистые облака принимают форму мелких волн, ряби или правильных рядов очень мелких волокнистых облачных хлопьев и называются тогда *Cc*. Нередко один участок слоя *Ci* может иметь волнистую структуру, а другой не иметь. Отдельные облака *Cc* могут иметь вид неправильно разбросанных обрывков (перисто-кучевые хлопьевидные, *Cc floccus*), а иногда вся масса их в целом принимает форму больших чечевиц, протянувшихся по небу (чечевицеобразные, *Cc lenticularis*).

К перисто-кучевым относятся фактически и те конденсационные следы, которые нередко образуются в верхних слоях атмосферы (7—13 км) за самолетом (см. § 57). Эти следы затем распадаются на отдельные хлопья, вытягиваются вдоль градиента

ветра $\frac{dU}{dz}$ в широкие полосы и постепенно испаряются.

3. Перисто-слоистые облака (*Cirro-stratus, Cs*) — белая или голубоватая тонкая и довольно однородная пелена облаков. Она может иметь несколько волокнистое строение (нитевидные, *Cs filiosus*) или вид однородной пелены (туманообразные, *Cs nebulosus*).

В перисто-слоистых облаках могут быть яркие оптические явления — гало-круги вокруг солнца радиусом 22 и 46°, горизонтальный круг, проходящий через солнце, побочные солнца и луны и другие более редкие явления.

Перистые формы облаков до сих пор остаются наименее исследованными в аэрологии. Поскольку в верхней тропосфере, вероятно, имеют место довольно разнообразные физические процессы облакообразования (конвекция, турбулентность, волновое движение и т. д.), тщательное наблюдение перистых форм имеет большое значение для науки. На это обращает большое внимание и новый Международный атлас облаков.

К средним облакам (обычно от 2 до 6 км) относятся высоко-слоистые и высоко-кучевые облака.

4. Высоко-слоистые облака (*Alto-stratus, As*) — сероватая или чуть синеватая пелена; иногда немного волокнистой или волнистой структуры, закрывающая небо. Они могут быть настолько прозрачны, что солнце и луна просвечивают сквозь них, как светлые пятна (просвечивающие, *As translucidus*). В иных случаях они довольно плотны (непросвечивающие, *As opacus*) и небесные светила не видны сквозь них. И тот и другой вид может давать осадки — зимой, например, снег, доходящий до земли. В тонких *As* могут наблюдаться яркие цветные венцы вокруг солнца и луны.

5. Высоко-кучевые облака (*Alto-cumulus, Ac*) — светлые облака в виде волн, гряд, небольших клубов или хлопьев, между которыми почти всегда просвечивает голубое небо. Иногда они сливаются в сплошной покров сравнительно небольшой мощности (непросвечивающие, *Ac opacus*), в отличие от просвечивающих (*Ac translucidus*). Довольно часто имеют вид чечевиц или сигар с гладким очертанием (чечевицеобразные, *Ac lenticularis*).

Некоторые разновидности *Ac* носят отпечаток происходящего в них процесса конвекции. Таковы башенкообразные (*Ac castellatus*), похожие на небольшие прозовые облака *Cb* или хлопьевидные (*Ac floccus*), похожие на мелкие распадающиеся кучевые облака. В отдельных случаях гряды высоко-кучевых облаков возникают из растекающихся мощно-кучевых (*Cu cong.*). Из *Ac* могут выпадать осадки (чаще всего в южных районах), наблюдаемые в виде полос или хвостов и не доходящие до земли (*Ac virga*).

Ac образуют сравнительно тонкий слой, и сквозь их края может просвечивать солнце. На тонких краях *Ac* нередко наблюдаются при этом яркие радужные цвета (иризация).

К нижним облакам относятся следующие.

6. Слоисто-кучевые облака (*Strato-cumulus, Sc*) очень сходны с высоко-кучевыми, хотя и расположены гораздо ниже — обычно на высотах до 2 км. Они имеют вид больших волн или гряд, или же крупных пластин. В промежутках между ними облачный покров утончается, может просвечивать солнце или луна (просвечивающие, *Sc translucidus*), но голубое небо видно редко. Чаще же наблюдаются слоисто-кучевые непросвечивающие облака (*Sc opacus*). Можно выделить вид слоисто-кучевых кучевообразных облаков (*Sc cumuliformis*), связанных с процессами обычной конвекции в атмосфере. Из них башенковидные (*Sc castellatus*) отмечают процесс, сходный с образованием ливневых облаков. Дневные слоисто-кучевые облака (*Sc diurnalis*) и вечерние (*Sc vesperalis*) являются продуктом растекания кучевых облаков либо под инверсией (задерживающим слоем в атмосфере), либо вечером при оседании и распаде кучевых облаков.

Здесь следует отметить, что облака *Sc* (так же как *Ac* и *Cc*) являются результатом сочетания волнообразных движений и возникновения так называемой ячейковой циркуляции в атмосфере (см. гл. V).

7. Слоистые облака (*Stratus, St*) — низкая серая пелена, иногда почти однородная, иногда в нижней части сильно изорванная со свисающими неправильными клочьями. Наблюдаемая снизу их форма носит отпечаток порождающего их процесса турбулентности, беспорядочных и разнообразных по размеру движений воздуха. В отличие от вида обычных «туманообразных» слоистых облаков (*St nebulosus*), могут наблюдаться *St*, имеющие отчасти волнообразный характер (*St undulatus*). Слоистые облака обычно не просвечивают, хотя могут наблюдаться все стадии *St* — от разбросанных по небу обрывков (разорванно-слоистые, *St fractus*) до плотного слоя. Особой, очень интересной разновидностью их являются так называемые разорванно-дождевые облака (*Fracto-nimbus*). Они образуют клочковатый покров (иногда лишь отдельные обрывки) под облаками, дающими сильные либо длительные осадки (*Ns, As, Cb*).

Со слоистыми сходны по внешнему виду нижние облака третьей формы — *Ns*.

8. Слоисто-дождевые облака (*Nimbo-stratus, Ns*) — сплошная серая или желтовато-серая пелена, неоднородная и местами даже как будто просвечивающая¹. Они, как правило, имеют гораздо большую мощность, чем *St*, но наблюдатель, смотрящий снизу, ее не всегда оценивает. Это нетрудно сделать, наблюдая облака с самолета.

Ns дают длительные осадки и почти всегда связаны с фрон-

¹ В синоптическом коде *Ns* (точнее, система *Ns—As*) отнесены к средним облакам, хотя и отмечается, что они обычно распространяются и в нижний слой. Поскольку нижняя граница этой системы почти всегда расположена невысоко, рационально относить *Ns* к нижним облакам.

тами. На синоптической карте поэтому нетрудно отделить большие области Ns—As от областей St.

Внутри Ns весьма неоднородны и включают довольно большие светлые пространства (это видно, например, при наблюдении в горах) и даже совершенно безоблачные горизонтальные слои. Под Ns нередко располагаются разорванно-дождевые облака, имеющие клочковатый вид. Внутри массы Ns иногда возникают отдельные кучево-дождевые облака Cb. При полете на самолете это заметно по уплотнению облака и по усилению турбулентности: из таких облаков выпадают ливневые — кратковременные и сильные осадки.

На краю циклонов выходящие и распадающиеся Ns имеют малую мощность (1—2 км) и не дают осадков.

К облакам вертикального развития относятся следующие.

9. Кучевые облака (Cumulus, Cu) — отдельные плотные белые облака, состоящие из клубов или шапок с плоским и более темным основанием. Между ними всегда имеются просветы. Существуют разнообразные переходные стадии от зарождающихся обрывков (Cu fractus), низких (Cu humilis), средних (Cu mediocris) до мощных кучевых (Cu congestus), вершины которых иногда достигают уровня 6—7 км. Форма этих облаков позволяет распознать наличие восходящих токов, крупномасштабной турбулентности и неодинаковой скорости ветра на различных высотах, из-за которой их вершины могут наклоняться в одну сторону.

10. Кучево-дождевые облака (Cumulonimbus, Cb) — последняя стадия развития кучевого облака, достигающая иногда в тропических странах высоты 20,5 км. Для нее типично растекание верхней части облака, теряющего здесь клубящуюся форму и превращающегося в перистую, вытянутую по горизонтали массу. Не следует смешивать вид кучево-дождевых лысых облаков (Cb calvus), растекающихся, но не приобретших еще волокнистой шапки, с «волосатыми» (Cb capillatus), имеющими такую шапку. Последняя нередко принимает вид наковальни (Cb incus).

Cb иногда называют «фабрикой облаков»: кроме перистых, они создают при растекании на более низких уровнях еще слои высоко-слоистых (что характерно для тропических стран) и высоко-кучевых облаков. Им нередко сопутствуют чечевицеобразные облака, различные виды слоисто-кучевых и т. д. Нижняя часть слоя таких Sc или As приобретает иногда характерную форму вымеобразных (Sc mammatus, см. гл. VI) и пр.

КУЧЕВЫЕ (КОНВЕКТИВНЫЕ) ОБЛАКА

Кучевые и кучево-дождевые (грозовые) облака иначе называют облаками вертикального развития: от основания, расположенного обычно сравнительно низко, они вырастают вверх, иногда весьма быстро и до очень большой высоты. Они возникают при конвекционных движениях в атмосфере, когда отдельные массы воздуха достигают уровня конденсации и поднимаются выше его. Вопрос о формах атмосферной конвекции в более или менее устойчивой или неустойчивой атмосфере до сих пор остается в большой мере дискуссионным: он тем более сложен, что в этой конвекции сочетаются упорядоченные вертикальные движения отдельных потоков с турбулентными и что образование и развитие кучевых облаков почти всегда является процессом нестационарным — нарастающим или затухающим. В связи с этим представляется необходимым прежде всего рассмотреть условия устойчивости атмосферы по отношению к конвекционным процессам.

§ 26. УСЛОВИЯ УСТОЙЧИВОСТИ В АТМОСФЕРЕ И ИХ СВЯЗЬ С ОБРАЗОВАНИЕМ КОНВЕКТИВНЫХ ОБЛАКОВ

Для возникновения и развития конвективных облаков существенным является нарушение равновесия атмосферы, причем восходящие токи черпают энергию в неустойчивости последней. Наличие атмосферной неустойчивости всегда необходимо для возникновения конвективных облаков.

Рассматривая адиабатическое движение вверх или вниз таких малых частиц воздуха, что окружающую атмосферу можно при этом считать неподвижной, выводят, как известно, простейшее условие устойчивости

$$\gamma < \gamma_a, \quad (26.1)$$

где под γ_a подразумевается сухоадиабатический или псевдоадиабатический градиент ($\gamma_{ав}$).

Поскольку ускорение частицы равно $g \left(\frac{T - T'}{T'} \right)$, нетрудно,

например при помощи эмаграммы, рассчитать кинетическую энергию, приобретаемую малой частицей в данном слое атмосферы, и уровень, на котором ее подъем прекратится (при отсутствии трения).

В 1938 г. Бьеркнес [250] рассмотрел поведение насыщенных водяным паром струй воздуха общим сечением s на 1 км^2 , адиабатически поднимающихся со скоростью w_v среди опускающегося со скоростью w_c ненасыщенного воздуха сечением s' . При этом он показал, что слой будет неустойчив, если в нем градиент γ удовлетворяет неравенству

$$\frac{s}{s'} < \frac{\gamma - \gamma_{ав}}{\gamma_a - \gamma} \quad \text{или} \quad \gamma > (\gamma_a - \gamma_{ав})\sigma + \gamma_{ав}, \quad (26.2)$$

где $\sigma = \frac{s}{s + s'}$ — доля неба, занятая облаками.

Это значит, что при такой модели движения при заданном градиенте γ слой может быть неустойчив по отношению к вертикальным движениям малых частиц и в то же время устойчив по отношению к большим массам воздуха.

Таким образом, при постепенном нарастании неустойчивости атмосферы сначала смогут развиваться более мелкие облака, а затем более крупные. Такая последовательность действительно наблюдается в природе.

Петерсен [529] показал, что метод слоя с успехом можно применить, в частности, к прогнозу высот вершин облаков C_u и C_b . В группе изученных им случаев вершины облаков достигли в среднем уровня 765 мб, в то время как по методу слоя получалось 790 мб, а расчет по методу частицы давал гораздо большую высоту, выше уровня 525 мб.

Разница 790—765 мб говорит, вероятно, о том, что развитие кучевых облаков несколько затормаживается смещением с окружающим воздухом, ослабляющим развитие облаков. Об этом мы скажем ниже (см. § 30).

Метод слоя в Советском Союзе применил для прогноза грозовых явлений Н. С. Шишкин [249], [251]. В частности, он указал выражение для приращения кинетической энергии влажного потока при подъеме его на Δh :

$$\Delta \frac{w_v^2}{2} = c_p [(\gamma - \gamma_{ав}) - \sigma(\gamma_a - \gamma_{ав})] \Delta h \quad (26.3)$$

и предложил рассчитывать w_v на различных высотах по формуле (26.3). Так, например, 5/VII 1953 г., когда в Вышневолоцком районе выпал сильный град с градинами диаметром до 27 мм и весом до 75 г, естественно было допустить наличие восходящего потока до 25 м/сек., который мог бы некоторое время поддерживать такие градины. Расчет по (26.3) показал, что средняя скорость в слое от 1,5 до 5,0 км (при наиболее благоприятной облачности $\sigma = 0,7—1,6$ балла) могла достигать 30 м/сек., а мак-

симальная — 38 м/сек. Это было совершенно достаточно для формирования такого града.

Неравенства (26.1) и (26.2) — единственные изученные до сих пор критерии неустойчивости при тех или иных формах адиабатического движения.

Полезно установить, какие атмосферные процессы при наличии небольшого притока тепла еще можно считать близкими к адиабатическим. В работе А. Х. Хргиана [224] этот вопрос был рассмотрен с учетом излучения (или поглощения) тепла воздушной частицей с введением безразмерного критерия

$$P = \frac{R_B}{c_p g} \frac{T'}{T} \frac{dQ}{dt} \frac{1}{w}, \quad (26.4)$$

где $\frac{dQ}{dt}$ — приток тепла в единицу времени на единицу массы.

Если P менее 0,07, то процесс еще можно приближенно считать адиабатическим в пределах ограниченных атмосферных слоев. Заметим, что P есть изменение показателя адиабаты ξ в уравнении

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{P}{P_0} \right).$$

Другие известные сейчас критерии устойчивости относятся к определенным формам движения при наличии обмена теплом (и количеством движения) с окружающей средой. Классическим примером их является критерий Джефриса—Рэлея для устойчивости слоя, в котором возникает ячейковая циркуляция (см. подробнее гл. V). Его можно записать в виде

$$\gamma = \frac{T_2 - T_1}{\zeta} > \frac{\Lambda \pi^4 T_2 a^2 \nu}{g \zeta^4} = \Lambda \frac{T_2 a^2 \nu}{g \zeta^4}, \quad (26.5)$$

где T_1 — температура у вершины, T_2 — температура у подошвы слоя, a^2 — температуропроводность, ν — коэффициент кинематической вязкости, ζ — толщина слоя, а Λ — постоянная, равная для слоя со свободными границами 671.

В атмосфере под a^2 и ν надо подразумевать соответствующие характеристики турбулентного воздуха, а γ — заменить на градиент потенциальной температуры и записать (26.5) в виде

$$\gamma > \gamma_a + \Lambda \frac{T_2 a^2 \nu}{g \zeta^4}. \quad (26.5')$$

Вероятно, ячейковая конвекция объясняет и более или менее регулярное расположение кучевых облаков над морем, так же как и образование параллельных рядов Си (так называемой «облачной лестницы» у горизонта).

При ветре, изменяющемся с высотой, восходящие потоки наклоняются и вытягиваются. Это усиливает эффект турбулентного обмена теплом и движением и затрудняет возникновение конвекционных ячеек. Изменение ветра с высотой, таким образом,

стабилизирует атмосферные слои. К сожалению, соответствующий числовой критерий еще не известен. Л. С. Гандин [47] показал, что отклоняющая сила вращения Земли, меняя с высотой направление ветра, также должна стабилизировать движение. Он нашел, что при этом величина Λ возрастает, являясь функцией числа

$$B = 4\omega^2 \sin^2 \varphi \frac{\zeta^4}{v^2 \pi^4}$$

(см. рис. 56) и существенно увеличивается с толщиной слоя ζ . Так, например, при $\varphi = 90^\circ$, $v = 10,5$, $\zeta = 300$ м, $B = 0,02$, а при $\zeta = 1 \frac{1}{2}$ км $B = 9,6$. Рисунок 56 показывает, что при такой величине вязкости роль увеличения B мало заметна, т. е. стабилизи-

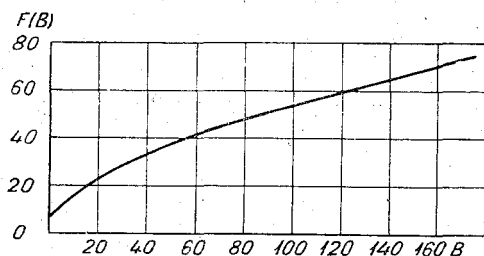


Рис. 56. Зависимость критерия устойчивости $F(B) = \frac{\Lambda}{\pi^4}$ от числа $B = 4 \frac{\omega^2 \sin^2 \varphi \zeta^4}{\pi^4 v^2}$ (по Л. С. Гандину).

рующий эффект вращения Земли невелик. Лишь при значительно меньшей общей турбулентности этот эффект становится существенным и градиенты температуры, необходимые для порождения конвекции, заметно увеличиваются.

Размеры возникающих ячеек, по Гандину, зависят от некоторой характерной величины L , зависящей также от числа B . При длинных продольных ячейках («волнах») ширина их равна $\frac{\zeta}{LV^2}$, а так как при малых B величина $L = \frac{1}{V^2}$, то ширина ячеек приблизительно равна толщине слоя конвекции. Расстояние между областями восходящих движений, т. е., например, между рядами облаков Cu , равно 2ζ . Оно убывает с усилением турбулентности.

Пристли [533] в 1953 г. предложил новый критерий устойчивости, являющийся обобщением простейшего критерия малой частицы (26.1). Мы изложим здесь вывод Пристли, мало известный у нас и содержащий интересный способ анализа движения большой поднимающейся массы воздуха.

Предположим, что некоторая воздушная масса движется вверх, обмениваясь количеством движения и теплом с окружающей атмосферой, неподвижной и имеющей температуру T' . Тогда изменения температуры T и вертикальной скорости массы и будут описываться уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} &= -w\gamma_a + a^2 \nabla^2 T \\ \frac{\partial w}{\partial t} &= \frac{g}{T'} (T - T') + \nu \nabla^2 w \end{aligned} \right\} \quad (26.6)$$

Но

$$\nabla^2 w = -c_1 \frac{\bar{w}}{R^2} \quad \text{и} \quad \nabla^2 T = -c_2 \frac{(\bar{T} - T')}{R^2}, \quad (26.6')$$

где R — характерный размер частицы, c_1 и c_2 — некоторые коэффициенты формы, а \bar{w} и \bar{T} — средние значения w и T в частице. Знак минус означает, что, например, при убывании градиентов температуры с удалением от центра частицы происходит постепенное понижение ее температуры со временем.

С учетом (26.6') уравнения (26.6) принимают вид (поскольку мы рассматриваем индивидуальные изменения температуры и скорости)

$$\left. \begin{aligned} \frac{dT}{dt} &= -w\gamma_a - k_2 (T - T') \\ \frac{dw}{dt} &= \frac{g}{T'} (T - T') - k_1 w \end{aligned} \right\} \quad (26.6'')$$

где

$$k_1 = \frac{c_1 \nu}{R^2}, \quad k_2 = \frac{c_2 a^2}{R^2}.$$

Вводя $T'' = T - T'$ — отклонение температуры от температуры окружающего воздуха и принимая во внимание, что

$$\frac{\partial T}{\partial t} = w \frac{\partial T}{\partial z}, \quad \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial T''}{\partial z} + \frac{\partial T'}{\partial z},$$

имеем:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dT''}{dz} &= -\left(w\gamma_a + w \frac{dT'}{dz}\right) - k_2 T'', \\ \frac{dw}{dt} &= \frac{g}{T'} T'' - k_1 w \end{aligned} \right\} \quad (26.6''')$$

и, дифференцируя, получаем

$$\begin{aligned} \frac{d^2 w}{dt^2} &= \frac{g}{T'} \frac{dT''}{dt} - \frac{g}{T'^2} T'' w \frac{\partial T'}{\partial z} - k_1 \frac{dw}{dt} = -\frac{g}{T'} w \left(\gamma_a + \frac{\partial T'}{\partial z}\right) - \\ &- \frac{g}{T'} k_2 \frac{T'}{g} \left(\frac{\partial w}{\partial t} + k_1 w\right) - \frac{g}{T'^2} T'' w \frac{\partial T'}{\partial z} - k_1 \frac{dw}{dt} \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} \frac{d^2 w}{dt^2} + (k_1 + k_2) \frac{dw}{dt} + \left[\frac{g}{T'} \left(\gamma_a + \frac{\partial T'}{\partial z}\right) + k_1 k_2 \right] w + \\ + \frac{1}{T'} \frac{\partial T'}{\partial z} w \left(\frac{dw}{dt} + k_1 w\right) = 0. \end{aligned} \quad (26.7)$$

Это соотношение характеризует изменение вертикальной скорости w со временем в зависимости от градиента температуры $\frac{\partial T'}{\partial z}$ и величин k_1 и k_2 , пропорциональных соответственно коэффициентам турбулентной вязкости и температуропроводности.

Последний член в (26.7), как показывает расчет, мал по сравнению с предыдущими. Поэтому уравнение (26.7) можно переписать в упрощенном виде, если только κ^2 не мало:

$$w'' + (k_1 + k_2)w' - \kappa^2 w = 0, \quad (26.7')$$

где

$$\kappa^2 = k_1 k_2 + \frac{g}{T'} \left(\gamma_a + \frac{\partial T'}{\partial z} \right) = k_1 k_2 + g\beta$$

и

$$\beta = \frac{\theta}{T'} \frac{d \ln \theta}{dz}.$$

Решение (26.7') имеет вид

$$w = A_1 e^{\lambda_1 t} + A_2 e^{\lambda_2 t}, \quad (26.8)$$

где

$$\lambda = -\frac{k_1 + k_2}{2} \pm \sqrt{\frac{(k_1 - k_2)^2}{4} - g\beta}.$$

Возможны несколько случаев. Первый случай, когда подкоренное выражение отрицательно,

$$\frac{(k_1 - k_2)^2}{4} - g\beta < 0,$$

и мы имеем

$$\lambda = -\frac{k_1 + k_2}{2} \pm i\mu,$$

где

$$\mu^2 = \kappa^2 - \frac{(k_1 + k_2)^2}{4}$$

(μ^2 — положительная величина).

Решение

$$w = A_0 \exp \left[-\frac{(k_1 + k_2)t}{2} \right] \sin(\mu t + \epsilon_1)$$

тогда изображает затухающие гармонические колебания воздушной массы, причем скорость затухания определяется суммой $(k_1 + k_2)$, а частота — как градиентом потенциальной температуры $\frac{d\theta}{dz}$, так и разностью коэффициентов вязкости и температуропроводности, от которых зависит μ .

При устойчивой атмосфере $\beta > 0$; при данном $(k_1 - k_2)$ колебания будут тем быстрее, чем больше устойчивость.

Второй случай, когда $\mu = 0$ и $w = A_0 \exp \left[-\frac{(k_1 + k_2)}{2} t \right]$, представляет также затухающее со временем движение. В третьем случае, когда $\mu^2 < 0$, мы имеем, обозначая $\mu' = |\mu|$,

$$w = A_0 \exp \left[-\frac{(k_1 + k_2)}{2} t \right] \text{sh}(\mu' t + \varepsilon_2). \quad (26.8')$$

Здесь возможны два варианта.

Если $\kappa^2 < 0$, т. е. $g\beta + k_1 k_2 < 0$, $\frac{k_1 + k_2}{2} > \mu'$, то член $\exp \left[-\frac{(k_1 + k_2)}{2} t \right]$ быстро становится преобладающим и восходящая скорость быстро затухает. Равновесие надо считать при этом опять-таки устойчивым.

Во втором варианте $\kappa^2 > 0$, т. е. $g\beta + k_1 k_2 > 0$, $\mu' > \frac{(k_1 + k_2)}{2}$ и со временем $\text{sh}(\mu' t + \varepsilon_2)$ начинает столь сильно возрастать, что преодолевает уменьшение $\exp \left[-\frac{(k_1 + k_2)}{2} t \right]$. Движение будет неустойчивым: вертикальная скорость, раз возникнув, будет неограниченно возрастать. Этот вариант надо рассмотреть подробнее.

Поскольку k_1 и k_2 существенно положительны, неустойчивость может иметь место лишь при $\frac{d\theta}{dz} < 0$, т. е. при сверхадиабатических градиентах температуры $\left(-\frac{\partial T'}{\partial z} \right)$, больших $0,98^\circ/100$ м. Ее возникновение определяется условием

$$\left(\gamma_a + \frac{\partial T'}{\partial z} \right) = \frac{d\theta}{dz} < -\frac{T'}{g} k_1 k_2 = -\frac{T'}{g} \frac{c_1 c_2}{R^4} a^{2\nu} \quad (26.9)$$

или

$$\left(-\frac{\partial T'}{\partial z} \right) > \gamma_a + \frac{T'}{g} \frac{c_1 c_2 a^{2\nu}}{R^4}. \quad (26.9')$$

Критический градиент температуры $-\frac{\partial T'}{\partial z}$ (всегда больший, чем адиабатический) будет тем значительнее, чем больше турбулентная вязкость и температуропроводность и чем меньше размеры частицы R .

Исходя из некоторых упрощенных предположений о распределении температуры и о движении массы, Пристли показал, что для шарообразной массы $c_1 = c_2 = 8$. Полагая далее, что $a^2 = \nu = 0,2 R^{\frac{4}{3}}$ C.G.S., $\gamma_a = 0,98^\circ/100$ м, он нашел, что критический градиент $\gamma_{кр} = 0,99^\circ/100$ м при $R = 250$ м, $\gamma_{кр} = 1,08^\circ/100$ м при $R = 40$ м и $\gamma_{кр} = 2,0^\circ/100$ м при $R = 8$ м.

Очень малые частицы, хотя бы и сильно перегретые вначале, так быстро отдают свой избыток тепла и скорости, что скоро прекращают свое движение. Большие же сохраняют свой перегрев и продолжают двигаться вверх, набирая скорость за счет неустойчивости окружающей атмосферы. Таким образом, при некотором заданном градиенте $\gamma = \left(-\frac{\partial T'}{\partial z}\right) > \gamma_a$ в атмосфере большие частицы могут быть неустойчивы, а малые — устойчивы в том смысле, что они будут быстро смешиваться с окружающей атмосферой, прекращая свое движение вверх.

Сравнивая эти выводы с полученными выше из модели Бьеркнеса, мы видим, что малые токи конвекции и мелкие облачка Си должны легче возникать при постепенном нарастании неустойчивости, но они же должны быстро исчезать: время их жизни должно быть прямо пропорционально квадрату их размеров.

Заметим, что критерий (26.9') с точностью до постоянного множителя тождественен критерию возникновения ячейковой конвекции (26.5).

Уравнения (26.8) и (26.8') позволяют найти вертикальную скорость частицы. Для расчета w нужно знать для момента $t = 0$ скорость и зависящее от начальной температуры T_0 ускорение

$$\left(\frac{dw}{dt}\right)_{t=0} = g \frac{T_0 - T'}{T'}$$

Несколько иным способом вводится другой известный параметр, характеризующий условия возникновения или затухания турбулентности, так называемое число Ричардсона. Предположим, что в горизонтальном слое газа с убывающей вверх плотностью идет горизонтальное движение со средней скоростью, зависящей от высоты $\bar{u} = \bar{u}(z)$. При турбулентном изотропном перемешивании пульсация вертикальной скорости w' будет пропорциональна пути смещения l и градиенту $\frac{d\bar{u}}{dz}$. т. е. $w' \sim l \frac{d\bar{u}}{dz}$. Кинетическая энергия, приобретаемая объемом воздуха V , поднимающимся, например, вверх на расстояние l , будет равна

$$K = \frac{\rho_a V w'^2}{2} = \frac{\rho_a V l^2 \left(\frac{d\bar{u}}{dz}\right)^2}{2}$$

Сравним ее с работой архимедовой силы, которая равна (если обозначить через ρ_a' и T' плотность и температуру окружающего воздуха и считать, что на начальном уровне $z=0$, $\rho_a = \rho_a'$)

$$F = g(\rho_a' - \rho_a)V = gV \left(\frac{\partial \rho_a'}{\partial z} - \frac{\partial \rho_a}{\partial z}\right)z = g \frac{\rho_a^a}{T'} \left(\frac{\partial T'}{\partial z} + \gamma_a\right)z,$$

очевидно, на пути l работа

$$S = \int_0^l F dz = g \rho_a \left(\gamma_a + \frac{\partial T'}{\partial z}\right) \frac{l^2}{2T'}$$

Обозначая $\bar{u} = \frac{1}{L} \int_0^L u dz$ и $\bar{u}' = \frac{d\bar{u}}{dz}$, то $\bar{u}' = \frac{1}{L} \int_0^L u' dz$ и $\bar{u}'' = \frac{1}{L} \int_0^L u'' dz$.

$$Ri = \frac{S}{K} = \frac{g}{T'} \frac{\left(a + \frac{dT'}{dz} \right)}{\left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2}$$

мы заключаем, что при K , большем по сравнению с S , т. е. при малом Ri , кинетическая энергия турбулентности должна нарастать. Очевидно, что при больших Ri турбулентность, наоборот, затухает. Именно поэтому число Ri широко применяется для изучения турбулентности атмосферы, болтанки самолетов, турбулентных форм облаков (см. гл. V и VII) и т. д.

Поскольку w' не равно, а только пропорционально $\frac{d\bar{u}}{dz}$, наши рассуждения не позволяют найти критическое значение $Ri_{кр}$, отделяющее области развития и затухания турбулентности. В частном случае в 1946 г. Д. Л. Лайхтман [114], изучая устойчивость по отношению к возникновению волновых движений вида $u = u_1(z) = \exp[i(kx + ly) - \sigma t]$ и $v = v_1(z) \exp[i(kx + ly) - \sigma t]$, нашел, что тогда при $\bar{v} = 0$ $Ri_{кр} = k^2 - 4(k^2 + l^2)$, т. е. $Ri_{кр}$ всегда меньше 1.

Как отметил Вульфсон, критерий Ричардсона является вариантом упомянутого выше критерия Джеффриса — Рэлея (26.5). Действительно, полагая в согласии с Пристли

$$a^2 = \nu = \alpha^2 h^2 \frac{d\bar{u}}{dz}$$

(где $\alpha = 0,38$ — постоянная Кармана и α — константа, меньшая 1), находим, что

$$\Lambda = \frac{g}{T'} \frac{\frac{dT'}{dz}}{\alpha^2 h^4 \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2}$$

Таким образом, критерий Джеффриса — Рэлея для ячейковой конвекции, критерий Пристли для конвекции отдельных масс и критерий Ричардсона аналогичны по структуре. По-видимому, развитие той или иной формы движения зависит главным образом от численных значений Λ .

§ 27. СИНОПТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ РАЗВИТИЯ КОНВЕКТИВНЫХ ОБЛАКОВ

Выше мы показали, что для развития конвекции и конвективных облаков существенное значение имеет вертикальный градиент температуры в сочетании с теми или иными особенностями турбулентности и распределения ветра. Поэтому рассмотрим вначале факторы, которые могут изменять этот градиент. В сво-

бодной атмосфере он может зависеть от общих вертикальных движений и их различий по высоте, от локальных изменений давления воздуха, от адвекции тепла или холода и от различных неадиабатических эффектов — излучения, теплопроводности и конденсации водяного пара. Эти изменения особенно значительны вблизи атмосферных фронтов. Как холодные, так и теплые фронты дают мощный толчок к возникновению конвективной облачности.

Хорошо известно то положение, что при нисходящем движении устойчивый слой увеличивает свою устойчивость, а при восходящем теряет ее. Можно показать, что при вертикальных движениях без ускорений

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{d\theta}{dz} \frac{\partial w}{\partial z}, \quad (27.1)$$

где $\frac{d\theta}{dz}$ — производная потенциальной температуры, положительная при устойчивой стратификации и отрицательная при неустойчивой. В частности, оседание в целом устойчивой обширной воздушной массы ($w < 0$, и, поскольку у земли при $z = 0$ должно быть обязательно $w = 0$, то, следовательно, $\frac{\partial w}{\partial z} < 0$) уменьшает в ней градиент и увеличивает ее устойчивость. Другой важный пример дает растекание восходящего ($w > 0$) неустойчивого потока под выше лежащей инверсией ($\frac{\partial w}{\partial z} < 0$); он при этом также стабилизируется.

Величину $\frac{\partial w}{\partial z}$ легко приближенно оценить по уравнению непрерывности через горизонтальную дивергенцию $\text{div}_r V$.

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} - w \frac{\partial \rho}{\partial z} \right] = \\ &= -\frac{1}{\rho} \text{div}_r V - \frac{w}{T} \left(\frac{g}{R} - \gamma \right). \end{aligned} \quad (27.2)$$

Оценка показывает, что последней скобкой справа (обычно положительной по знаку) можно чаще всего пренебречь, по крайней мере при небольших вертикальных размерах движения, менее 1 км. При этом знак $\frac{\partial w}{\partial z}$ будет обратен знаку $\text{div}_r V$.

Из (27.2) ясно, что вертикальные движения тесно связаны с горизонтальной дивергенцией скорости или дивергенцией отклонения ветра от геострофического ветра (поскольку дивергенция последнего равна 0). Это значит, что области больших ускорений будут областями значительных вертикальных движений. Соответственно в областях большой циклонической кривизны имеются значительные восходящие движения, и наоборот. Известное соотношение для изаллобарического ветра

$$v' = -\frac{1}{4\omega^2 \rho \sin^2 \varphi} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial p}{\partial n}$$

показывает, что увеличение горизонтального градиента давления со временем связано с возникновением восходящих движений.

Е. М. Орлова приводит пример рассчитанных по $\text{div}_V V$ вертикальных скоростей на уровне поверхности 900 мб 21/III 1946 г. Там в двух циклонических областях общее восходящее движение достигало +1,5 см/сек. (54 м/час), а в области небольшого гребня между ними нисходящее движение имело скорость до -2,0 см/сек. (72 м/час). Таким образом, эти движения, охватывающие значительные площади, довольно медленны, но они могут способствовать как процессу конденсации, так и изменениям устойчивости атмосферы.

Как показал в 1949 г. В. Д. Решетов [183], градиент γ изменяется также при адвекции холодного или теплого воздуха благодаря изменению ветра с высотой (обязательно сопровождающего адвекцию) и общей деформации воздушной массы. Он нашел, что

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} = \frac{\gamma}{T} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (27.3)$$

т. е. что теплая адвекция увеличивает γ , а холодная — уменьшает. Так, например, при адвективном повышении температуры на 5° за сутки и при начальном градиенте $\gamma = 0,70^\circ/100$ м и $T = 280^\circ$ он изменится за это время на $0,012^\circ/100$ м. Такое явление, очевидно, может способствовать возникновению гроз на теплом фронте, когда адвекция сильна, а конвекция возникает не от земли, а с более высоких уровней.

В природе процесс изменения γ в зависимости от особенностей ветра и синоптических процессов гораздо сложнее описанного выше. Поэтому в синоптической практике величину градиента (а вместе с ней развитие или затухание конвекции) приходится прогнозировать с учетом адвекции тепла или холода, различной на разных уровнях, и пр. Методику такого прогноза с учетом дивергенции и вертикальных скоростей стратификации подробно разобрала Е. М. Орлова.

Из прочих факторов влияние влажности существенно, лишь когда достигнуто насыщение, и оно легче учитывается с помощью подстановки, например, в формулу (27.1) эквивалентно-потенциальной температуры θ' вместо потенциальной θ . Стратификация атмосферы, устойчивая по отношению к сухим процессам, может оказаться неустойчивой с началом конденсации хотя бы в небольшой области.

Влияние других неадиабатических факторов — излучения и теплообмена с поверхностью земли — наиболее существенно в приземном слое и при малой облачности. Его удалось оценить лишь эмпирически, на отдельных примерах. Так, например, по расчетам Орловой, оказалось, что в Астрахани 19/VII 1946 г. в 6 час. утра температура у земли была на 14° , а на высоте

1000 м на $6,5^\circ$ ниже температуры, рассчитанной по адвекции и вертикальным движениям.

Очень благоприятные условия развития конвекции имеются близ фронтов. Значительная конвергенция создает здесь сильное восходящее движение уже в приземном слое, как в холодном, так и в особености в теплом воздухе над фронтом. Оно может давать импульс к возникновению мощных конвективных облаков. Расчет вертикальных движений в области фронта сделал А. Ф. Дюбюк [65], [66], показавший, что максимум восходящей скорости (до 10—13 см/сек.) должен быть на небольшой (порядка 200 м) высоте над фронтом. Такие восходящие движения могут дать толчок к нарушению равновесия, в особенности когда достигнут уровня конденсации.

В этом отношении очень характерно возникновение конвекции на теплых фронтах. Как показала С. И. Пономаренко, на Европейской территории СССР теплые фронты в апреле — сентябре в 43% случаев сопровождаются грозами, а при фронтах, перемещающихся с юга, число случаев повышается до 61%. Грозы возникают при большой удельной влажности воздуха на высотах — до 12—19 г/кг в 86% случаев в слое 1000—850 мб. В тех редких случаях, когда энергия неустойчивости в более высоких слоях была отрицательна и все-таки наблюдалась гроза, имелась сильная конвергенция на уровне 850 мб. Последняя, следовательно, может преодолевать влияние общей устойчивости выше лежащих слоев.

Чрезвычайно активными «источниками» конвекции являются холодные фронты. Значительная конвергенция потоков при сильной турбулентности, значительная крутизна фронта, соответствующая большой скорости восходящих движений непосредственно над фронтом, неустойчивость вторгающейся за фронтом холодной массы, общее уменьшение устойчивости, например при продвижении фронта на юг, благоприятствуют образованию разнообразных, порой очень мощных конвективных облаков. Иногда они имеют вид одинокого округлого вала облаков, подобного тем, который наблюдал Уолинг [612] 14/VII 1951 г. в Северной Атлантике, временами же образуют мощную сплошную стену Сб, вырастающих до самой тропопаузы, до 12—13 км, а в тропиках, возможно, и выше. Подробнее об условиях их развития близ теплых и холодных фронтов сказано в гл. VII.

По-видимому, некоторую роль в «развязывании» конвекции и образовании параллельных фронту рядов или полос Си и Сб может играть также «линия неустойчивости», появляющаяся иногда впереди холодного фронта и отделяющая очень влажный воздух, предшествующий ей, от более сухого, возможно, «скатывающегося» вниз по поверхности фронта за ней. Эту линию экспериментально изучил Бийб, а попытку ее объяснения наличием сильной сходимости и особой формой восходящего движения дал Брейланд. Здесь важно отметить, что различные условия темпе-

ратуры и влажности, возникающие при подъеме сухого и влажного воздуха по обе стороны линии, создают горизонтальную неоднородность, благоприятную для конвекции.

Повседневный опыт синоптиков говорит, что для развития конвективной облачности, кроме областей фронтов, благоприятны еще 1) заполняющиеся депрессии, 2) тыловая периферия антициклонов, 3) тыловая часть циклонов и, реже, 4) центральная часть ослабевающих антициклонов. Эти ситуации подробно рассмотрела В. М. Черкасская [230].

В первом случае конвергенция трения еще поддерживает существование вторичных фронтов в приземном слое, но они

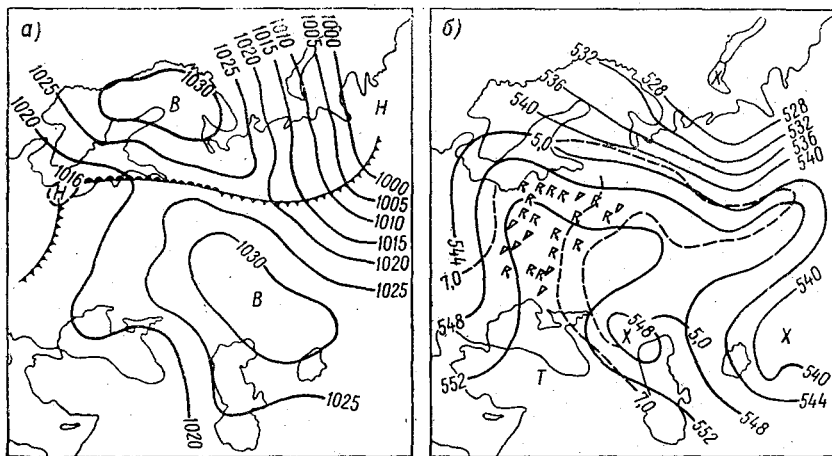


Рис. 57. Синоптические карты 30/IV 1951 г.

а — приземная карта; б — карта абсолютной топографии 500 мб, удельной влажности и распределения гроз и ливней.

невысоки и их облачность не столь мощна, как на главных фронтах. Прошедшие дожди уже смочили почву и, следовательно, повысили влажность воздуха в приземном слое. Благодаря слабости общих течений атмосферы при этом большая влажность и прогрев могут постепенно распространяться до значительных высот. Так, например, в разобранный Черкасской случае 1—6/VII 1949 г. влажность на уровне 700 мб была все время не менее 60%, в отдельных местах приближалась к 100%, и максимальная температура, например в Киеве, поднялась за этот период с 17 до 26°. Число ливней, зарегистрированных на сети станций Европейской территории СССР, возросло с 15 1/VII до 67 6/VII, а число гроз — соответственно с 10 до 67.

Во втором случае чаще всего на западной периферии антициклонов ливни и грозы возникают при выносе очень теплого и обычно влажного воздуха с юга, как это было, например, 30/IV

1951 г. (рис. 57). В этот день ливневые дожди выпадали над территорией, занятой термическим гребнем, в той его части, где он совпал с языком распространявшегося с юго-востока влажного воздуха. В такой ситуации высокие температуры у земли помогают конвекции проникнуть до больших высот.

В четвертом случае сильная дивергенция и общее нисходящее движение в центральной части антициклона мало благоприятны для конвекции, но зато последней способствует большое нагревание воздуха. Так, в антициклоне 24—27/VI 1947 г. над Европейской территорией СССР высокие максимумы температуры, достигавшей, например, в Курске 27/VI 31°, создавали большую энергию неустойчивости — кривые стратификации и состояния расходились до 4,6°. Грозы при этом охватили обширную территорию, но давали в общем мало осадков из-за сухости воздуха (например, в Курске утром 27/VI было $q = 12$ г/кг на уровне 1000 мб и всего 7,2 г/кг на уровне 850 мб).

§ 28. ПРОИСХОЖДЕНИЕ КУЧЕВЫХ ОБЛАКОВ

Кучевые и грозовые облака и происходящие в них интенсивные движения, вероятно, очень давно обратили на себя внимание физиков. Так, например, известны рассуждения Ломоносова о том, что грозовые облака возникают там, где «разные обстоятельства лучей солнечных по положению облаков и по неравности земной поверхности разную редкость в воздухе производят». Из рисунка Ломоносова ясно, что он говорит о сильной конвекции и о смешении верхнего холодного воздуха с поднимающимся нижним, как о причине возникновения грозовых облаков.

Когда около 1890 г. было подробно рассмотрено понятие об устойчивости и неустойчивости атмосферы в зависимости от градиента температуры, было доказано, что неустойчивость и большие градиенты порождают конвекцию и кучевые облака. В 1905 г. И. И. Касаткин впервые в России анализировал условия развития этих последних, используя данные подъемов змеев в Кучино (под Москвой). Так, например, сравнивая данные утреннего и дневного подъемов 13/VIII 1905 г., он объяснил, почему Си, наблюдавшиеся с утра в очень неустойчивом воздухе, около 11 час. исчезли. Это зависело от быстрого опускания инверсии ниже «поверхности росы» (как называл Касаткин уровень конденсации), связанного с приближающимся с запада антициклоном. В 1908 г. де Кервен показал, что и на больших высотах в неустойчивых слоях со значительным градиентом (как это было, например, 2/VIII и 6/IX 1906 г.) образуются аналогичные грозовым облачка *As castellatus*.

Еще несколько ранее возникла идея о том, что кучевые облака могут быть термического и динамического происхождения. Наблюдая развитие облаков 3/X 1899 г. во время полета аэро-

стата, Р. Зюринг предположил, что существуют два вида кучевых облаков:

1) спокойные кучевые теплового времени дня и года, обусловленные состоянием температуры и влажности у земли;

2) «вихревые», подобные наблюдавшемуся при полете с уровня 1200 м бурно развивавшемуся «кипящему» и высокому Сб. Зюринг связал их с «захлестыванием» поверхности раздела в атмосфере, т. е. с фронтом.

Понятие о динамическом кучевом облаке со временем, однако, несколько изменилось. Так, например, С. В. Андронов [169] в 1917 г. отмечал, что «по внешнему виду динамическое кучевое облако отличается от обыкновенного своеобразной тонкой структурой. Часто можно заметить в этом облаке следы вращательного движения, как будто облако представляет верхнюю половину большого вихря с горизонтальной осью». Однако он не связывал эти облака обязательно с линией шквалов.

Представление о преимущественно динамическом происхождении Си и о роли при этом турбулентного перемешивания выдвинул в 1918 г. П. А. Молчанов, развивший эту точку зрения подробнее в 1931 г. [154]. Он считал, что водяной пар и тепло от земной поверхности переносятся вверх главным образом благодаря турбулентности и что кучевые облака зарождаются в отдельных турбулентных вихрях, приближающихся к уровню конденсации. Лишь после того как «образование облачной массы кучевого облака достигло надлежащей степени», «процесс принимает особенности, свойственные тому, что обычно связывают с представлением о восходящем потоке», и «кучевые облака, образуясь в результате турбулентного перемешивания у земной поверхности, дают при благоприятных к тому условиях начало образованию и развитию восходящего потока».

Восходящий поток, развивающийся (распространяющийся) от базы кучевого облака вверх, таким образом, по Молчанову, является *следствием* конденсации, а не причиной ее. Это значит, что «термических» Си в смысле, принятом Зюрингом, не существует.

Хотя современные представления о природе Си гораздо сложнее, тем не менее гипотеза Молчанова сохраняет большое значение и до сих пор.

Большое число имеющихся современных теорий конвекции и происхождения конвективных облаков может быть схематически разделено на две группы: теорию конвективных струй, поднимающихся непосредственно от земли, и теорию термических или турбулентных «пузырей».

К первой группе, истоки которой восходят, как мы видели, к Ломоносову, относятся взгляды Рефсдала (1930 г.), Коханского (1936 г.), Альбрехта (1942 г.), Нормана (1946 г.) и др. Согласно теории струй, процесс конвекции состоит в непрерывном подъеме струи теплового влажного воздуха сквозь невозму-

щенный окружающий воздух таким образом, что в ней температура воздуха изменяется по влажной адиабате. Разница между виртуальной температурой в образовавшемся облаке и в окружающей атмосфере на том же уровне обуславливает необходимую подъемную силу, поддерживающую восходящее движение. Очевидно, подъем воздуха в струе сопровождается компенсационным опусканием воздуха в межоблачных промежутках (см. § 30). Основание струй поднимающегося воздуха (или так называемых труб) находится на земле в тех участках, где нагрев почвы максимален. В свободной атмосфере труба может наклоняться или деформироваться под влиянием ветра. Развитие конвекции описанного типа, как показал И. Н. Кравченко, иногда может наблюдаться и в горных районах.

Однако в обычных условиях такие конвективные струи вряд ли могут подниматься от земли и даже вообще существовать в течение более или менее длительного времени. Интенсивное развитие турбулентности в приземном слое в дневные часы, когда конвекция максимальна, должно приводить к разрушению нижней части струй.

Следует подчеркнуть, что данные измерений вертикальных движений и пульсации температуры, проведенные на самолетах и планерах, указывают на то, что вертикальные и горизонтальные размеры конвективных элементов (термиков) большей частью одинакового порядка, что не может иметь места, если термики представляют собой вертикальные (или наклонные) струи.

Следует, по-видимому, также считать, что ни одна из моделей стационарной конвекции, например ячеевая циркуляция, описанная Бенаром, не может объяснить многообразия наблюдаемых форм кучевых облаков. Наблюдения показывают, что конвекция, порождающая эти облака, чаще всего имеет неупорядоченный, турбулентный характер. Об этом, в частности, свидетельствует беспорядочное распределение зарождающихся кучевых облаков на небе, существенная разница в размерах и форме отдельных одновременно наблюдающихся облаков и т. д. В некоторых случаях, однако, отдельные кучевые облака все-таки располагаются равноотстоящими рядами (см. табл. 60 Атласа облаков 1957 г.) или сливаются в параллельные валы (табл. 61), но такой характер имеют *уже развитые* облака.

Очевидно, более вероятны теории второй группы, предполагающие, что кучевые облака зарождаются тут и там в верхней части слоя турбулентного перемешивания и что дальнейший их рост связан с конвекцией, вызванной выше уровня конденсации освобождением тепла конденсации и реализацией здесь энергии влажнонеустойчивости.

К этим теориям относится прежде всего схема возникновения конвекции, предложенная Молчановым. Она хорошо согласуется с известным фактором параллельного хода развития турбулент-

ности в нижней части тропосферы в летние дни и развития кучевых облаков в это время.

Е. С. Селезнева [194], [195] также считает, что на фоне мелко-масштабной турбулентности, развивающейся днем в приземном слое, в верхней части последнего возникают и крупные элементы турбулентности — вихри. Мелкие элементы, как отмечалось в § 26, быстро рассеиваются, тогда как крупные вихри могут длительно существовать и достигать уровня конденсации, давая здесь начало кучевым облакам. При этом высота подъема более крупных вихрей, вообще говоря, не совпадает с уровнем распространения турбулентного слоя и может значительно превышать его.

Таким образом, облака порождаются восходящими движениями, начинающимися не от земли, а с некоторой высоты h_0 , которая может быть различна от облака к облаку. Поскольку на высоте h_0 удельная влажность обычно меньше, чем у земли, облако чаще образуется выше уровня конденсации, рассчитанного по наземным данным.

На рис. 58 представлена разработанная Е. С. Селезневой схема атмосферной турбулентности и начала развития конвекции.

Полуэмпирическая теория образования Си, весьма близкая к описанной, была в 1951—1953 гг. довольно детально разработана Ладламом и Скорером [471]. Отдельные аспекты этой теории были подробно рассмотрены в 1953 г. в работах Иейтса и Уэлша [632] и в 1955 г. Малкус [469] и др. Хотя сделанные ими количественные расчеты ориентировочны, все же основные положения теории, по-видимому, неплохо подтверждаются на опыте.

Согласно Ладламу и Скореру, конвекция в атмосфере осуществляется в форме подъема пузырей теплого влажного воздуха, верхняя половина которых (рис. 59) имеет форму, близкую к полусфере. В тыловой части (кильватере) пузыря имеется длинный шлейф («след» — по терминологии авторов). Он образуется вследствие «смывания» пограничного слоя с пузыря. В нем весьма интенсивны турбулентные движения, энергия которых берется из потенциальной энергии, освобождающейся в процессе подъема пузыря. Перемешивание с окружающим воздухом понижает температуру воздуха в шлейфе и, следовательно, уменьшает подъемную силу и связанную с ней скорость восходящего движения.

По мере подъема происходит эрозия пузыря, шлейф растет и общая подъемная сила термика¹ уменьшается. Его запас тепла переходит в окружающий воздух, восходящее движение замедляется и, если подток тепла за счет конденсации в термике отсутствует, последний перестает существовать.

¹ Здесь и везде в дальнейшем под словом «термик» подразумевается совокупность пузыря и его следа.

Наиболее полные и тщательные исследования элементов конвекции принадлежат Н. И. Вульфсону [40]—[42], который в 1952—1956 гг. совершил большое количество исследовательских полетов в дни с развитой атмосферной конвекцией как в подоблачном слое, так и в облаках. За рубежом интересные данные о структуре термиков были получены в последние годы Йейтсом, Джеймсом [402], Мергатройдом [499], Малкус и Скорером [471] и др. Все эти авторы показали, что в дни с кучевыми облаками в подоблачном слое на всех уровнях от поверхности земли и до основания облаков всегда обнаруживаются отдельные области

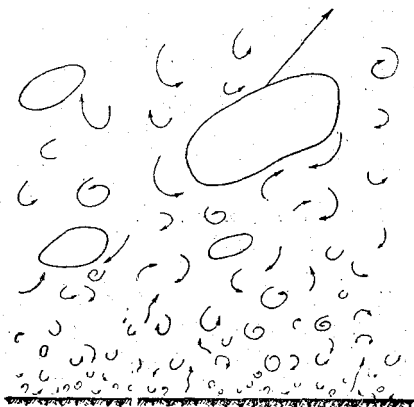


Рис. 58. Схема возникновения конвекции из элементов атмосферной турбулентности (по Е. С. Селезневой).

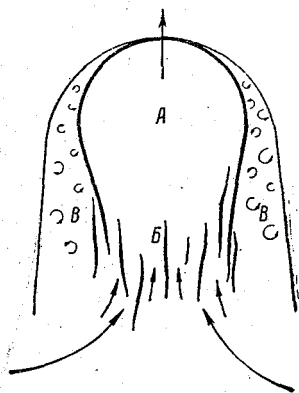


Рис. 59. Схема «пузыря». А — нагретая масса воздуха, Б — след или «хвост», В — слой эрозии.

перегретого воздуха, поднимающиеся вверх со скоростями, колеблющимися от нескольких см/сек. до 1—2 м/сек. Непосредственно у поверхности земли чаще всего вообще не удается наблюдать замкнутые конвективные элементы определенной формы. Весь подоблачный слой очень сильно турбулирован и, по-видимому (как это и следует, например, из изложенной выше схемы Молчанова — Селезневой), состоит из находящихся в беспорядочном движении отдельных вихрей, непрерывно рассеивающихся и возникающих вновь.

Увеличение размеров термиков с высотой сопровождается уменьшением скачка температуры между ними и окружающим воздухом. Если на уровне 100—200 м над поверхностью земли этот скачок (перепад) достигает 0,8—1,5°, то на высоте 1000—1200 м он обычно не превышает 0,2—0,3°. Количество термиков, наблюдаемых в подоблачном слое, частота их возникновения, их размеры и температура зависят от интенсивности солнечной ра-

диации (т. е. от времени года, широты места, времени суток), от характера подстилающей поверхности и интенсивности ее прогрева и от стратификации атмосферы.

Процессы образования термиков более интенсивны над сильно пересеченной местностью с резкими различиями свойств подстилающей поверхности и ее альбедо на отдельных участках. Этим обстоятельством объясняется частое появление гряд кучевых облаков, например вдоль береговой линии морей и больших озер. Вульфсон показал по наблюдениям в Алазанском районе, что на одной и той же абсолютной высоте размеры конвективных струй над склонами и хребтами больше, чем, например, над долиной, а соответствующий избыток температуры в них почти вдвое больше (0,27 и 0,14°). На уровне, где над долиной конвекция уже затухает, вблизи склонов ее интенсивность почти такая же, как непосредственно над дном долины на высоте 50—100 м. Как число термиков, так и скорость их и количество поднимающегося воздуха над горами значительно больше, чем над долиной. Аналогичные результаты дает сравнение струй на одинаковой высоте над поверхностью земли над долиной и горными склонами. И размеры струй, и избыток температур в них над горами оказываются гораздо больше. Оказалось также, что упругость пара над горами повышена (в среднем на 1 мб) благодаря усиленному испарению, что снижает уровень конденсации и также способствует развитию конвективных облаков.

Таким образом, в горной стране эффект подстилающей поверхности сказывается существенно на возникновении конвекции, хотя, может быть, и не всегда в форме образования отдельных труб.

Выше уже указывалось, что по мере возрастания высоты поперечные размеры термиков увеличиваются. По-видимому, в большинстве случаев крупные термики образуются при объединении нескольких более мелких термиков, поскольку наиболее благоприятные условия для движения термиков создаются в кильватере заранее поднявшимися пузырями, где температура выше, чем в окружающем воздухе. Кроме того, в следе за ранее поднявшимся пузырем имеет место локальное понижение давления (по оценке Л. Н. Гутмана, оно достигает 0,3 мб) и под мощными кучевыми облаками оно заметно даже на барограммах, вследствие чего другие термики как бы втягиваются в след ранее поднявшегося (так называемого материнского) термика. Как указывают Ладлам и Скорер, в кильватер материнского пузыря втягиваются пузыри с площади, во много раз большей, чем площадь сечения первого, который как бы собирает более мелкие пузыри.

Как уже указывалось выше, если термики поднимаются до уровня конденсации, они дают начало развитию кучевых облаков. Выделяющаяся при этом скрытая теплота конденсации, увеличивая перегрев термика относительно окружающего воздуха,

способствует дальнейшему его подъему и увлечению целого потока последующих пузырей.

Уровень, до которого возможен такой подъем, а значит, и высота верхней границы кучевого облака, зависят от размеров и степени перегрева пузыря на высоте, где начинается конденсация водяного пара, а также от температуры и влажности окружающего термик воздуха. Частичное смешение с последним, потеря тепла при испарении капель и лучеиспускании с внешней поверхности облака уменьшают постепенно вертикальную скорость роста облака. При этом следует особенно подчеркнуть, что на периферии облака (с его боков) за счет охлаждения возникают нисходящие движения еще до того, как общий рост облака вверх прекращается.

Если облако содержит всего один пузырь, то после потери последним подъемной силы облако не может долго существовать и довольно быстро (обычно в течение нескольких минут) разрушается вследствие смешения с окружающим более сухим воздухом.

Слабо развитые по вертикали кучевые облака (Cu hum., Cu med.) обычно содержат 1—2 термика, тогда как в мощных кучевых (Cu cong.) и кучево-дождевых облаках (Cb) их может быть несколько. Это подтверждается внешним видом их вершин, состоящих из одной или нескольких характерных полусферических шапок (рис. 60), хорошо различимых при полете над кучевыми облаками.

Базируясь на описанной модели атмосферной конвекции и образования кучевой облачности, Малкус и Скорер [417] в 1955 г. построили приближенную теорию роста изолированного кучевого облака, содержащего один пузырь теплого воздуха. Эта теория базируется на аналогии между подъемом конвективных пузырей в атмосфере и изученным Девисом и Тейлором в 1950 г. движением пузырьков воздуха в жидкости. Эти авторы предположили, что в процессе подъема форма пузыря (точнее, его верхняя часть) не изменяется, т. е. отношение диаметра пузыря к радиусу кривизны $\frac{D}{R}$ и угол апертуры остаются неизменными.

При подъеме происходит разъедание — эрозия верхней части пузыря, вследствие которой размеры его уменьшаются. Это снижает скорость его движения и ограничивает высоту подъема.

Уравнение движения термика (для единицы массы) в сделанных предположениях может быть записано в виде

$$\alpha \frac{dw}{dt} = g \frac{\rho_a' - \rho_a}{\rho_a'} - K w^2, \quad (28.1)$$

где K — коэффициент сопротивления. Постоянная α учитывает эффект частичного увлечения поднимающимся термиком окру-

жающего воздуха и имеет численную величину, заключенную между 1 и $\frac{3}{2}$.

Если предположить, что обтекание термика является потенциальным, то можно показать, что

$$K = \frac{g}{4R}, \quad (28.2)$$

т. е. сопротивление движению увеличивается с уменьшением размеров термиков. Действительно, наблюдения показывают, что

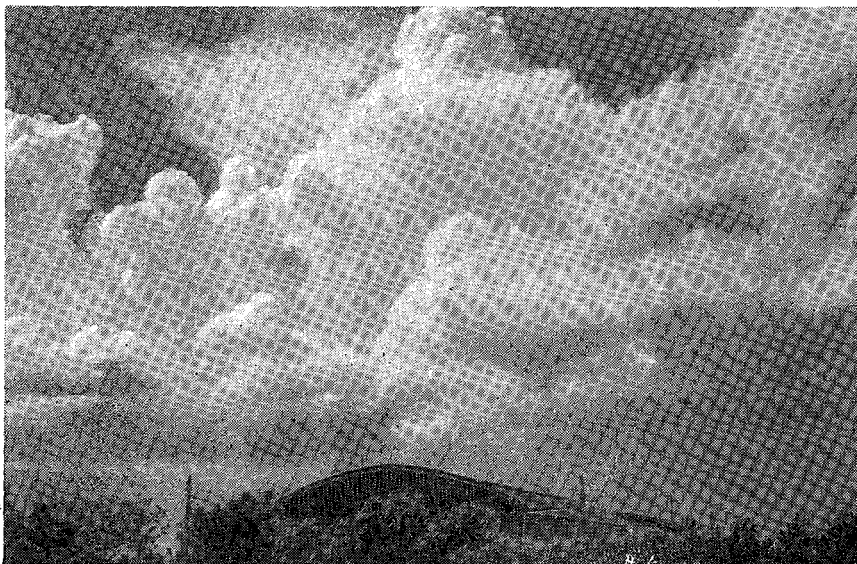


Рис. 60. Шапки мощно-кучевых облаков. Москва, 16/V 1948 г. 15 час. 25 мин.
Фото Киселева.

при одной и той же подъемной силе мелкие термики поднимаются медленнее крупных.

Подставляя (28.2) в (28.1), получаем, что

$$\alpha \frac{dw}{dt} + \frac{g}{4R} w^2 = g \frac{\rho_a' - \rho_a}{\rho_a'} = gB, \quad (28.3)$$

где радиус кривизны R является функцией времени, зависящей от интенсивности процесса эрозии.

Предположим, что скорость эрозии мала и не влияет на характер воздушного потока вокруг термика. Поскольку скорость изменения объема пузыря за счет эрозии можно считать про-

порциональной его подъемной силе и поверхности, то из соображений размерности

$$\frac{dR^3}{dt} = -3EgBR^2$$

или

$$\frac{dR}{dt} = -EgB, \quad (28.4)$$

где E — так называемая постоянная эрозии, имеющая размерность времени. Используя совместно закон эрозии (28.4) и уравнение движения (28.3), можно показать, что

$$E^{-\frac{1}{2}} = \frac{2}{3} \frac{(-t)^{\frac{1}{2}} gB \left(1 - \frac{\omega}{gB}\right)^{\frac{1}{2}}}{\omega}, \quad (28.5)$$

где время t отсчитывается от момента прекращения существования термика.

Формула (28.5) может быть использована как при неизменной подъемной силе, так и в тех случаях, когда она меняется по определенному закону, например при

$$B = B_0 e^{\beta t}.$$

Для проверки (28.5) авторами были использованы данные центрафферной киносъемки процесса роста 12 изолированных кучевых облаков. Значения ω и $\frac{d\omega}{dt}$ определялись по наблюдениям за ростом вершин Си, подъемная сила вычислялась как

$$gB = g \frac{T_v - T'_v}{T_v},$$

где T_v , T'_v — виртуальные температуры пузыря и окружающего воздуха, определяемые по данным самолетного зондирования. Оказалось, что постоянная эрозии $E \approx 50$ сек. ± 12 сек. Расчет скорости роста вершин кучевых облаков на базе описанной теории удовлетворительно совпал с экспериментальными данными. При этом выведенные формулы оказались применимыми и в том случае, если несколько мелких пузырей объединяются в один большой.

Кучевые облака, имеющие большую вертикальную мощность, например Си сопг., иногда имеют пирамидальную форму. Очевидно, пузыри, поднимающиеся в центральной части такого облака, сохраняют подъемную силу в течение более продолжительного времени, чем находящиеся на его краях, и, следовательно, вершина облака достигает большей высоты, чем его периферийные части. Малкус и Ронн [418] указывают, что скорость облачных пузырей, образовавших вершину облака, в 6 раз больше, чем скорость частиц в зоне активного смешения на периферии облака.

Исследования Стоммеля, Селезневой, Хаутона и Крамера и др. показали, что разбавление воздуха кучевых облаков за счет смешения с окружающим воздухом обычно происходит в пропорции 1 : 3 или даже более. Если предположить, что концентрация жидкокапельной влаги в кучевом облаке составляет 0,6 г/кг, а относительная влажность окружающего воздуха равна 50—80%, то процесс смешения в совокупности с испарением капель приводит к охлаждению облака на периферии на 1,5—2°. Поскольку в обычных условиях облако чаще всего перегрето относительно окружающего его воздуха на 0,5—1,0°, то этого достаточно для возникновения довольно интенсивных нисходящих движений.

Как мы видим, существующие качественные модели образования кучевых облаков и теория пузырей удовлетворительно согласуются с результатами наблюдений.

Вместе с тем здесь надо отметить, что структура развившегося и длительно существующего конвективного облака близка к той, которую предсказывала теория труб — теория почти установившихся и упорядоченных в пространстве движений. Эта теория, таким образом, сохраняет отчасти свое значение для развитого облака, хотя и не может объяснить его зарождение.

Создание количественной теории зарождения и развития кучевых облаков в настоящее время весьма необходимо. Излагаемая в § 32 теория Л. Н. Гутмана, изучающая стационарную модель облака, является первым шагом в этом направлении.

§ 29. СТРОЕНИЕ КУЧЕВЫХ ОБЛАКОВ

Как уже указывалось в гл. III, согласно принятой в настоящее время классификации, кучевые облака по структурно-морфологическим признакам подразделяются на четыре основных вида: кучевые облака хорошей погоды (*Cu humilis*), средние кучевые (*Cu mediocris*), мощные кучевые (*Cu congestus*) и, наконец, кучево-дождевые облака (*Cumulonimbus*). Мы не говорим здесь о разорванных кучевых облаках (*Cu fractus*), не являющихся устойчивой разновидностью *Cu*. Разорванные кучевые облака чаще всего представляют собой либо зарождающиеся или недоразвитые *Cu hum.*, либо продукт разрушения кучевых облаков различных типов.

В существующей классификации облаков вертикального развития не содержится какой-либо детализации форм кучевых (исключая разновидности кучево-дождевых облаков), и попытки ее введения, предпринятые, например, Коханским в 1936 г., А. Д. Заморским [85] в 1948 г. и некоторыми другими исследователями, не получили до настоящего времени общего признания.

В отличие от других облаков, например слоистых или перистых, каждая из разновидностей которых образуется при вполне определенных физических условиях, отдельные виды кучевых

облаков фактически не представляют собой самостоятельных облачных форм. Физически правильнее считать их различными стадиями или ступенями процесса развития атмосферной конвекции. Они отличаются друг от друга главным образом своей вертикальной мощностью или, иначе говоря, толщиной атмосферы, степень неустойчивости которой благоприятствует развитию конвекции. Такое представление подтверждается и данными о водности Си, их микроструктуре и т. д.

Байерс и Брейам [308] в 1948 г. предложили разделить жизненный цикл кучево-дождевых облаков на три стадии: стадию кучевого облака, зрелую стадию и стадию диссипации. Для первой из них характерно наличие во всем облаке восходящих потоков. В зрелой стадии в нижней части облака появляются области, где господствуют нисходящие движения, связанные главным образом с зонами выпадения осадков. Наконец, стадия диссипации («умирания») облака характеризуется преобладанием нисходящих движений во всей его толще. Такая классификация весьма естественна, поскольку все характеристики облаков вертикального развития (их форма, размеры, микроструктура, внутреннее строение и т. д.) теснейшим образом связаны именно с вертикальными движениями воздуха.

С учетом структурных и микрофизических особенностей, представляется наиболее целесообразным разделить все многообразие форм кучевых облаков на две большие группы — низкие и высокие кучевые облака.

Низкие кучевые облака (рис. 61)

К этой группе относятся слабо развитые по вертикали кучевые облака (Си *hum.*, Си *med.*), высота которых не превосходит их горизонтальных размеров. Высота нижней границы этих облаков в умеренных широтах обычно колеблется в пределах 0,5—1,5 км (табл. 37).

Таблица 37

Средние высоты (км) оснований Си в различных районах

Место наблюдения	Апрель — сентябрь	Октябрь — март
Соданкюла	1,44	1,07
Илмала	1,24	1,02
Линденберг	1,47	1,15
Кветта и Симла	1,85	1,80
Агра	1,83	2,33
Мадрас	1,60	1,10
Акиаб	1,55	1,70
США (15 станций)	1,18	1,20

В связи с различными теориями образования кучевых облаков очень важен вопрос о зависимости высоты их оснований H над землей от высоты уровня конденсации H_k . Этот вопрос был рассмотрен недавно В. Д. Скосыревой по материалам самолетных наблюдений над Си him. и Си cong. во Внуково (Москва) за 1951—1954 гг. Поскольку теоретически уровень конденсации определяется относительной влажностью $f_0\%$ у земли, была подобрана эмпирическая формула

$$H = -A \lg f_0 + B. \quad (29.1)$$



Рис. 61. Низкие кучевые облака. Джаныбек.
Фото Б. Л. Дзержевского.

При этом при температурах у земли от $10,1$ до 20° оказалось $A = 3751$ м и $B = 310$ м, а при температурах $20,1$ — $30,0^\circ$ $A = 3771$ м, $B = 326$ м. Почти всегда $H > H_k$, если H_k вычислять по наземной влажности по формуле

$$H_k = \frac{\lg f_0}{\frac{1}{H} - \lambda \gamma_a} = -C \lg f_0, \quad (29.2)$$

где теоретическое значение C равно 4250 м при 15° и 4340 м при 25° . Ниже рассчитанного H_k располагаются базы только 4% облаков. Наблюденные высоты несколько больше приближаются к вычисленным по (29.2) при малой влажности воздуха, а от температуры это расхождение не зависит. Отметим, что Е. С. Селезнева по ленинградским наблюдениям получила $A = 4000$ м и $B = 200$ м.

Отклонение H от H_k , вычисленной по наземной влажности, может отчасти объясняться отклонением процесса от адиабатического. Вернее всего, однако, объяснить увеличенную высоту облаков тем, что, как сказано выше, порождающая их конвекция начинается не от земной поверхности, а заметно выше, с уровня, где удельная влажность меньше. В результате конденсация в поднимающихся вихрях происходит на высоте, большей чем H_k .

Построив на эмаграмме кривую стратификации (рис. 62) и определив по температуре удельную влажность в основании

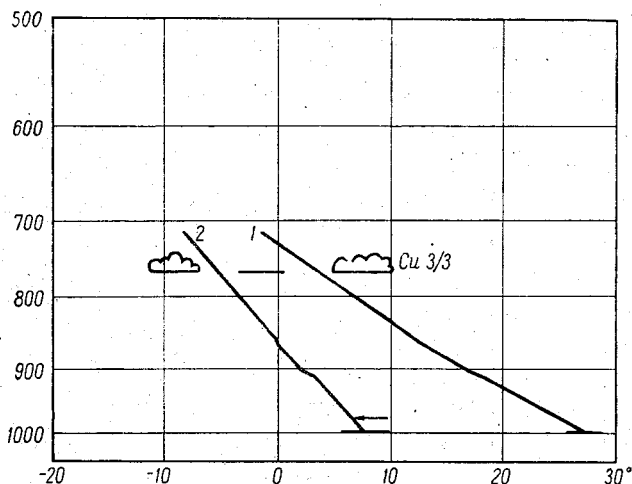


Рис. 62. Определение происхождения конвекционных токов.

1 — кривая температуры, 2 — кривая точек росы. 24/VI 1953 г. 16 час. 24 мин. Москва. Стрелка отмечает уровень начала конвекции.

облака, можно, опускаясь вниз по изограмме до пересечения с кривой точек росы, найти уровень, с которого началась конвекция. В случае, изображенном на рис. 62, он лежал на высоте около 170 м над землей.

Низкие кучевые облака часто возникают в теплое время года в околополуденные часы, покрывая от нескольких процентов площади видимого небосвода до 70—80% его. Горизонтальные размеры отдельных облаков могут меняться от нескольких сотен метров до 2—3 км. Чаще всего облака располагаются хаотически, хотя над сильно пересеченной местностью могут наблюдаться местные скопления этих облаков иногда в виде гряд, например, вдоль цепей холмов или гор, а также вдоль побережий.

Верхняя граница *Cu hum.*, как правило, не достигает изотермы 0° , вследствие чего эти облака являются чисто капельными. Вершины *Cu hum.* обычно плоские, с малозаметными выпуклостями вблизи центральной части облака. Почти плоские

вершины особенно типичны для ясной антициклональной погоды, когда рост облаков ограничивается сверху слоем инверсии или изотермии.

Cu med., особенно растущие, зачастую имеют бугорчатый купол, состоящий из одной, реже из 2—3 полусферических «шапок». Эти облака образуются при более благоприятных для конвекции условиях, чем *Cu hum.*, — при отсутствии задерживающих слоев, большой влажнонеустойчивости и т. д. В ряде случаев *Cu med.* являются переходной формой между *Cu hum.* и *Cu cong.*

В облаках этой группы имеются во всей их толще восходящие движения, в период роста увеличивающиеся от десятков см/сек. на периферии до 5 м/сек. и более вблизи оси облака.

Жизненный цикл низких кучевых облаков от их зарождения до диссипации продолжается от нескольких минут до получаса. Обычно наблюдаемый в небе покров *Cu hum.* или *Cu med.* находится в состоянии непрерывного образования и распада отдельных облаков. Скорость распада облаков зависит как от интенсивности вовлечения снизу «свежих» термиков, так и от влажности окружающего воздуха. Чем суше последний, тем быстрее процесс смещения приводит к испарению капель на периферии облаков и к исчезновению подъемной силы элементов конвекции в облаке.

Высокие кучевые облака (рис. 63)

К кучевым облакам на этой стадии развития относятся мощные кучевые и кучево-дождевые облака (*Cu cong.*, *Cb*). Они образуются при развитии низких кучевых облаков за счет «свежих» термиков, непрерывно питающих их. Одновременное наличие внутри *Cu cong.* и *Cb* нескольких термиков хорошо иллюстрируется, например, типичной для мощных кучевых облаков вершиной, состоящей из нескольких округлых шапок.

С. М. Шмeтер во время полета на аэростате наблюдал, как сквозь уже всхолмленную верхнюю поверхность слоя с *Cu cong.* происходил прорыв свежего термика. Он был заметен как своеобразный облачный шар диаметром порядка нескольких сотен метров, в течение 20—30 сек. поднявшийся над прежним уровнем верхней кромки облака более чем на половину своего диаметра (см. схему явления на рис. 64).

Мощные кучевые облака (*Cu cong.*) сильно развиты по вертикали, и высота их может в 2—3 раза превосходить горизонтальные размеры.

Таблица 38

Вертикальная мощность *Cu cong.* в районе Ленинграда
(по А. П. Чуваеву и Г. Т. Крюковой)

h км	1,5—2,0	2,0—2,5	2,5—3,0	3,0—3,5	3,5—4,0	4,0—4,5	4,5—5,0
Число случаев . . .	11	12	13	10	5	5	1
Проценты	19	21	23	17	9	9	2

Из табл. 38 видно, что в умеренных широтах более чем в 60% случаев толщина *Ci cong.* превышает 2,5 км. Если учесть, что высота нижней границы их около 1 км, то вершины этих облаков в умеренных широтах в большинстве случаев располагаются на высотах, превосходящих 3,5 км.

Имеющиеся данные наблюдений показывают, что в отдельных случаях, когда конвекция развита сильно, *Ci cong.* могут достигать даже 7—8 км. Особенно высоки (по Малкус и Ронну [472]—до 12 км) они в тропических и экваториальных районах, где конвекция иногда простирается до очень больших высот.

Верхняя часть мощных кучевых облаков часто располагается выше нулевой изотермы, вследствие чего облачные капли там переохлаждены. Как видно из табл. 39, в отдельных случаях толщина переохлажденной части облаков может превышать несколько километров.

Несмотря на то что прямых данных о наличии твердой фазы в верхней части *Ci cong.* нет, все же можно предполагать, что ледяные кристаллы здесь имеются. На такую мысль наводит то обстоятельство, что в этих облаках могут образовываться довольно интенсивные осадки, хотя и редко достигающие земли. Количество ледяных кристаллов в *Ci cong.*, конечно, невелико. Это видно из того, что вершины таких облаков не имеют внешних признаков оледенения, чем они отличаются от *Cb.*

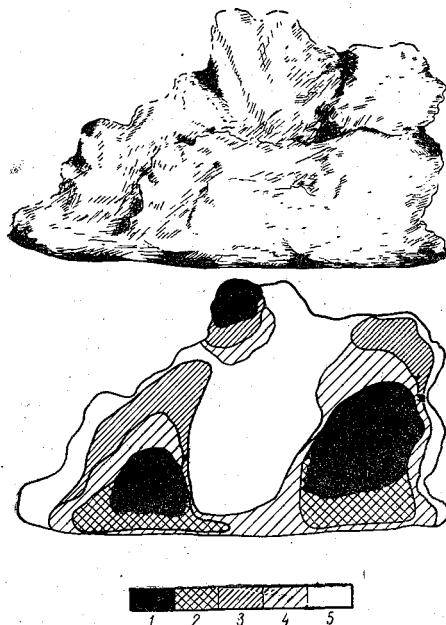


Рис. 63. Схема внутреннего строения *Ci cong.* в квазистационарном состоянии. Концентрация капель: 1 — большая, 2 — средняя, 3 — малая, 4 — очень малая, 5 — капель нет.

ваться довольно интенсивные осадки, хотя и редко достигающие земли. Количество ледяных кристаллов в *Ci cong.*, конечно, невелико. Это видно из того, что вершины таких облаков не имеют внешних признаков оледенения, чем они отличаются от *Cb.*

Таблица 39

Толща переохлажденной части облаков *Ci cong.*
(по А. П. Чуваеву и Г. Т. Крюковой)

Δh км	0,0	<0,5	0,5—1,0	1,0—1,5	1,5—2,0
Число случаев	3	4	12	13	12
Проценты	5	7	21	23	21
Δh км	2,0—2,5	2,5—3,0	3,0—3,5	3,5—4,0	
Число случаев	6	4	2	1	
Проценты	10	7	4	2	

С. М. Шметер и А. А. Решикова при полетах над Восточной Сибирью осенью 1956 г. зарегистрировали несколько случаев, когда из *Cu cong.* выпадали длинные интенсивные полосы осадков в виде дождя (реже мокрого снега), почти достигавшие земли, несмотря на то что относительная влажность воздуха в подоблачном слое была довольно низкой (50—70%). Можно предположить, что при более высокой относительной влажности капли осадков из *Cu cong.* достигли бы поверхности земли и, таким образом, наблюдался бы обычный дождь. Внутри облаков (полеты производились на расстоянии нескольких сотен метров от их нижней границы) осадки были настолько интенсивными, что по фюзеляжу и плоскостям самолета непрерывно струями стекала вода. Такое явление никогда не наблюдается в низких

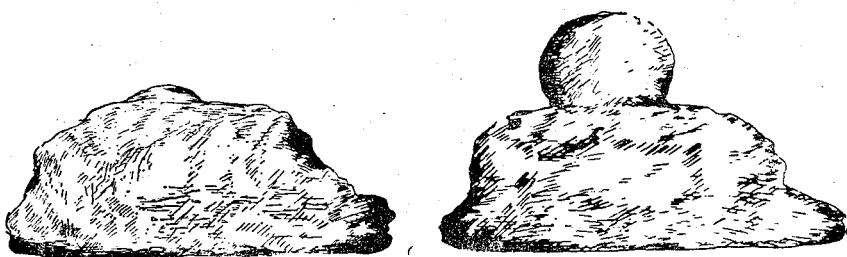


Рис. 64. Схема «прорыва» пузыря через верхнюю часть кучевого облака.

кучевых облаках. Следует подчеркнуть, что в большинстве описываемых полетов внутри *Cu cong.* даже в тех случаях, когда их вертикальная мощность была сравнительно мала (2,5—3,0 км), наблюдались крупнокапельные осадки. Они могли быть вызваны не столько коагуляционным ростом облачных элементов (поскольку вертикальная мощность облаков была мала), а, вероятно, процессами переконденсации влаги с капель на ледяные кристаллы.

В тропических странах дожди из *Cu cong.* наблюдаются сравнительно часто. Так, например, Смит [62] наблюдал 7/IV 1948 г. над морем вблизи Сиднея плотный дождь, выпадавший из *Cu cong.* и дававший яркую радугу. Облака эти простирались вверх лишь до 2900—3050 м, где температуры были не ниже +6°. В другом случае, 1/VI 1948 г., когда вершины *Cu cong.* достигли всего 2,52 км, пятна дождя располагались лишь под более мощными частями облаков. В последних близ их вершин было обнаружено много капель с $r = 200 \mu$, свидетельствовавших, по мнению автора, об интенсивном процессе коагуляции. В этом случае, однако, температура вне облака близ вершины была +1°, и не исключено, что внутри его она могла быть ниже 0° и могли зародиться, хотя и в очень тонком слое, кристаллы.

Если вершины мощных кучевых облаков обледеневают, т. е. капли превращаются в кристаллы, эти облака преобразуются в кучево-дождевые (Cb). Оледенелая вершина таких облаков может сохранять округлую куполообразную форму (Cb calvus — лысые). Иногда же вершины облаков теряют округлые очертания, из них как бы выбрасываются пучки перистых облаков в виде зонтика или гигантской наковальни. Таким образом возникают так называемые волосатые облака Cb capillatus¹.

Развивающиеся (растущие) Cb имеют чаще всего форму Cb calv. Переход Cb calv. в Cb cap. обычно связан с прекращением вертикального развития кучево-дождевого облака.

Образование наковальни (incus) особенно быстро происходит в тех случаях, когда над облаком имеется слой инверсии или изотермии, под которым и осуществляется растекание вершины облака. Однако данные вертикального температурного зондирования в дни с Cb определенно указывают, что наковальня может образовываться и без наличия упомянутых задерживающих слоев, даже без слоя с пониженными градиентами температуры. Механизм образования наковальни в этих случаях не является вполне ясным. Можно, однако, предполагать, что большую роль играет здесь вертикальный сдвиг ветра, а также эффект растекания верхней части облака, обусловленный нисходящими движениями на его периферии.

По вертикальной мощности Cb значительно превосходят Cc cong. Так, по данным Н. С. Шишкина, который производил наблюдения за развитием грозových облаков при 12 полетах, средняя вертикальная мощность в районе Ленинграда составляла 5,2 км, причем ни в одном из случаев она не была меньше 4,5 км. Даже те облака Cb, в которых ливневые осадки были слабы и грозевые явления отсутствовали, имели среднюю протяженность по вертикали 3,7 км. Наблюдения над Cb, проведенные в Восточной Сибири и на Дальнем Востоке в 1959 г. С. М. Шметером, показали, что там Cb часто достигают тропопаузы, т. е. их верхняя граница находится на высоте 11—12 км. Наиболее высокими оказались Cb calv., вершины которых иногда даже пробивают тропопаузу и проникают в нижнюю стратосферу.

По наблюдениям во время Международного облачного года (1896-97), средняя высота вершин Cb в Боссекопе (Северная Норвегия) была равна 3,98 км, в Павловске и Упсале — 4,32 км, в Потсдаме и Траппе — 4,74 км, в Вашингтоне и на Блю-Хилл (США) на 40° с. ш. — 7,00 км, а максимальные высоты достигали соответственно 9,02, 10,02, 10,35 и 11,44 км.

Горизонтальные размеры Cb также намного больше, чем Cc cong., и нередко превышают 15—20 км. Иногда можно наблю-

¹ Подробные данные о различных формах кучево-дождевых облаков и структуре их вершин содержатся в статье С. М. Шметера «Высокие кучевые облака» (Труды ЦАО, вып. 35, 1960 г.), вышедшей в свет после сдачи настоящей рукописи в печать.

дать, как основание такого облака закрывает значительную часть небосклона¹.

На рис. 65 и 66 представлены вертикальные профили грозовых облаков и пример их горизонтального сечения по радиолокационным наблюдениям в США. Следует указать, что эти данные о размерах Св нужно считать несколько заниженными, поскольку радиолокатор «не видит» мелкокапельной и кристаллической части облака шириной в несколько сотен метров.

Наиболее характерной особенностью кучево-дождевых облаков является то, что именно из них выпадают интенсивные ливневые осадки. Их образование связано с наличием твердых и жидких частиц, а также с большой водностью, значительной вертикальной мощностью этих облаков и вертикальными движениями, длительное время поддерживающими растущие облачные элементы внутри облака.

Внутренняя структура высоких кучевых облаков (Сu cong. и Сb) крайне неоднородна. Маргетройд [499] в 1954 г. указывал, что эти облака состоят из отдельных ячеек, в которых водность облака наиболее велика. Эти ячейки могут иметь размеры в несколько километров, но существуют они обычно не более 20—30 мин. При радиолокационном наблюдении облаков эти области видны как участки резкого усиления отраженного сигнала (рис. 67).

Полеты в высоких кучевых облаках, проведенные С. М. Шметером и А. А. Решиковой над Восточной Сибирью в 1956 г., также показали, что внутри них существуют безоблачные участки, по вертикальным и горизонтальным размерам сравнимые с облаком. Такое облако оказывается как бы пустотелым. Подобную

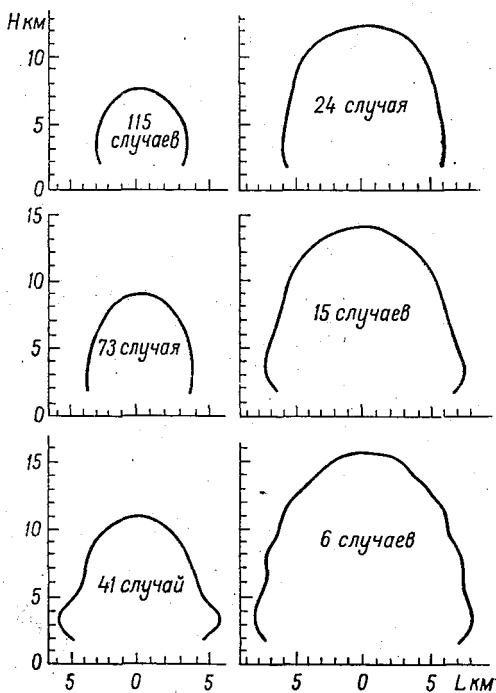


Рис. 65. Вертикальные профили грозовых облаков по радиолокационным данным (наблюдения Брейама и Байерса в Огайо, США).

¹ В этих случаях, по-видимому, наблюдаемое облако представляет собой результат объединения нескольких более мелких облаков.

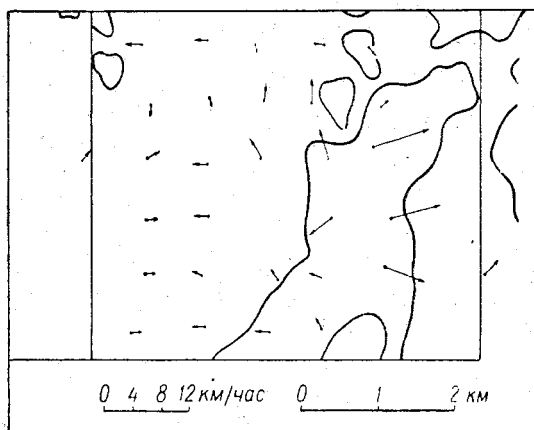


Рис. 66. Горизонтальное сечение грозового облака в Огайо (США) 14/III 1947 г. в 15 ч. 10 м. Стрелки указывают скорость и направление ветра у земли.

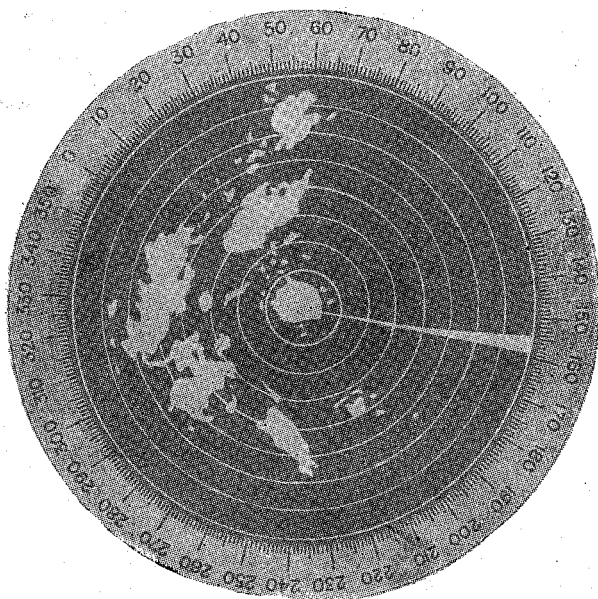


Рис. 67. Ячейки грозового облака на экране радиолокатора.

тонкую структуру облаков хорошо объясняет описанная в § 28 модель атмосферной конвекции. Более плотные участки связаны с самими пузырями, тогда как в следах за пузырями или между ними число капель и водность малы.

Распределение вертикальных движений воздуха в высоких кучевых облаках значительно более сложное, чем в низких. Восходящие движения наблюдаются главным образом в верхней половине облака. В нижней части облака наряду с областями восходящих движений существуют зоны опускания воздуха обычно там, где выпадают осадки, хотя иногда опускание может наблюдаться и без них. Такая «пестрота» вертикальных движений объясняет большую неоднородность водности внутри кучевых облаков.

Следует особо подчеркнуть исключительную интенсивность вертикальных движений в высоких кучевых облаках, делающих последние весьма опасными для полетов самолетов. Особенно велики скорости восходящих движений в развивающихся Сb, где они могут достигать 35—40 м/сек.

Нисходящие движения воздуха имеют скорости до 24 м/сек. и обычно не простираются далее нескольких сотен метров под основание облака, где они переходят в горизонтальное растекание.

Поэтому вблизи поверхности земли под высокими кучевыми облаками возникает порывистый ветер, дующий наружу от области ливневых осадков. Это изменение ветра сочетается с резким падением температуры на поверхности земли и кратковременным ростом наземного давления (так называемым грозovým носом) при прохождении облака.

Распадение (диссипация) кучевых облаков

Выше уже говорилось, что прекращение конвективного подъема воздуха приводит к быстрому распаду кучевых облаков.

В возникновении и развитии нисходящих воздушных потоков, охватывающих в стадии диссипации весь облачный объем, играют значительную роль выпадающие осадки. Как еще в 1922 г. указал Брукс, их частицы вследствие сил вязкости увлекают за собой воздух, обуславливая тем самым появление нисходящих движений в неустойчиво стратифицированном воздухе. Указанный эффект, по-видимому, играет существенную роль также при рассеивании кучевых облаков методом «засевания» их жидкими или твердыми аэрозолями.

В стадии диссипации и даже за некоторое время до ее начала кучевые облака крайне неустойчивы и могут быстро разрушаться, например после пролета самолета или разрыва артиллерийского снаряда вблизи облака. Поэтому при оценке эффективности рассеивания кучевых облаков различными методами всегда надо четко различать стадию их жизни.

Процесс диссипации кучевых облаков вначале охватывает нижнюю часть зоны выпадающих осадков. Здесь играют роль как нисходящие потоки воздуха, наиболее интенсивные именно в этой части облака, так и частично эффект вымывания облачных элементов частицами осадков. Постепенно зона диссипации распространяется вверх и в стороны, и все большая и большая часть облака разрушается. Дольше всех продолжает свое существование оледенелая перистая часть облака. Остатки наковален иногда наблюдаются самостоятельно в течение многих часов, а иногда и 1—2 суток после того, как вся капельная часть облака исчезла. Главной причиной этого является пониженная упругость пара над льдом и малая скорость оседания (а значит, и испарения) ледяных кристаллов. В результате этого (как указывает А. М. Боровиков в гл. VIII) перистые облака могут существовать длительное время после того, как сам процесс облакообразования закончился.

Полная диссипация высоких кучевых облаков заканчивается обычно в течение 20—30 мин. Скорость ее зависит также от связанного с вертикальным сдвигом ветра наклона оси облака. Ладлам указывает, что в общем кучевые облака, ось которых сильнее наклонена к горизонту, более устойчивы. Действительно, выпадающие из них осадки вызывают нисходящие движения вне облака, и, кроме того, эффект вымывания облачных элементов осадками в этом случае резко уменьшается. Следует, однако, подчеркнуть, что испарение падающих осадков вблизи боковых частей наклоненных облаков резко понижает здесь температуру, что увеличивает задерживающее конвекцию влияние смещения облака с окружающим воздухом и, таким образом, несколько ускоряет процесс диссипации.

§ 30. ДВИЖЕНИЯ В КУЧЕВЫХ ОБЛАКАХ

В § 28—29 мы уже упоминали о влиянии вертикальных движений, горизонтального обмена и вовлечения воздуха в восходящий конвективный поток на образование, развитие и диссипацию кучевых облаков. Остановимся теперь на более детальной характеристике движений воздуха как в самих кучевых облаках, так и в их непосредственной близости. Сюда относятся: а) горизонтальные движения, связанные с процессом вовлечения; б) квазистационарные упорядоченные вертикальные потоки и, наконец, в) турбулентные движения. Следует отметить сразу, что вектор скорости последних может иметь любое направление. Распространенное мнение о том, что наибольшую повторяемость имеют вертикальные турбулентные порывы, неправильно.

Горизонтальное втекание воздуха в кучевые облака (вовлечение)

Еще в 1915 г. И. И. Касаткиным было высказано предположение о том, что в процессе роста кучевых облаков окружающий их воздух втекает сбоку облака внутрь основного восходя-

щего конвективного потока. Эту гипотезу удалось проверить только тогда, когда были сделаны непосредственные измерения распределения температуры, вертикальных движений и влажности в кучевых облаках. Они показали, что вертикальный температурный градиент внутри кучевых облаков почти всегда меньше влажноадиабатического, причем, как указывает Остин, разность их растет с уменьшением относительной влажности воздуха, окружающего облака.

Водность в кучевых облаках оказывается на всех уровнях меньше водности, рассчитанной для изолированной, адиабатически поднимающейся массы воздуха [28]. Это проявляется как в том, что средняя для данного уровня водность всегда меньше рассчитанной, так и в резком уменьшении водности к краям облака. Следует отметить, что последнее не может быть полностью объяснено влиянием испарения капель на краях облака, поскольку область пониженных водностей простирается на сотни метров или даже более внутрь облака, т. е. в ту его часть, где эффект испарения невелик.

Указанные экспериментальные факты можно объяснить, если предположить, что постоянно происходит вовлечение (втекание) более холодного и сухого воздуха в облако из окружающего пространства. Оно уменьшает как различие температур между облаком и окружающей атмосферой, так и концентрацию капельной влаги внутри облака.

Факт вовлечения был убедительно доказан в 1949 г. Байерсом и Халлом, вычислившими по данным одновременных наблюдений за несколькими шарами-пилотами горизонтальную вергенцию ветра вблизи изолированных кучевых облаков. Оказалось, что вблизи низких кучевых облаков наблюдается конвергенция ветра, т. е. втекание внутрь облака. Около высоких кучевых облаков область конвергенции воздуха, как правило, обнаруживается лишь в средней (по высоте) части облака. Вблизи основания облака и около его вершины потоки дивергируют, т. е. воздух вытекает из него (рис. 68). Особенно четко дивергенция ветра заметна близ зон осадков и сильных нисходящих течений. Отметим, что выводу о наличии зон конвергенции подтверждаются часто наблюдаемым втягиванием внутрь облака поднимающихся вблизи них шаров-пилотов или аэростатов.

По экспериментальным данным Байерса и Брейама, область конвергенции ветра довольно велика и простирается на 7—8 км от краев облака. Ее большая величина, а также довольно значительные скорости втекания обуславливают интенсивное смещение облачного воздуха с окружающей средой. По оценке Стомеля, в пассатных кучевых облаках масса поднимающегося потока за счет вовлечения удваивается приблизительно за время подъема на высоту, соответствующую изменению давления на 100—120 мб.

Согласно подсчетам Байерса и Брейама, для кучевых облаков

над США, скорость роста массы облака по мере его развития вверх приблизительно в 4 раза меньше.

Вопрос о механизме процесса вовлечения является дискуссионным. Существуют по крайней мере две точки зрения. Согласно первой из них (Шмидт, 1947 г.; Стоммель, 1947 г. [588]), вовлечение обусловлено боковым турбулентным перемешиванием

воздуха у краев облака; согласно второй (Остин, 1948 г.; Хаутон и Крамер, 1951 г. [392]), так называемой динамической теории вовлечения, последнее является обязательным динамическим эффектом вертикально ускоренного потока, обусловленным требованиями неразрывности конвективного течения, которое может быть ламинарным. Другими словами, втекание воздуха в ускоренно движущуюся вертикальную струю имеет компенсационный характер.

Указанные механизмы подразумевают существенно различные характеры течения. Действительно, если определяющую роль играет турбулентное перемешивание, то должно одновременно наблюдаться как втекание, так и вытекание воздуха из облака. При чисто компенсационном характере втекания вовлекаемый воздух пополняет убыль воздуха в струе, связанную с ускоренным восходящим движением. Возможно, что оба механизма дей-

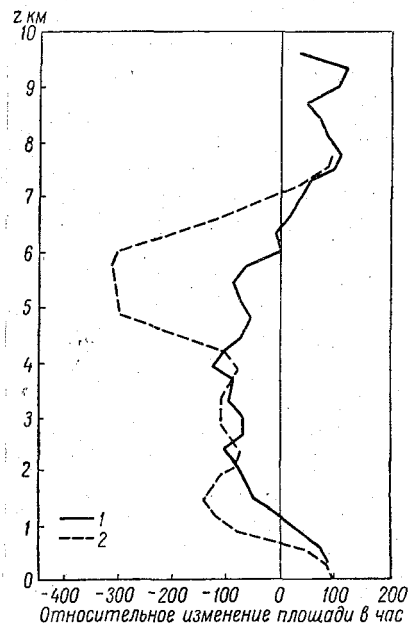


Рис. 68. Вертикальное распределение горизонтальной дивергенции скорости ветра около мощного кучевого облака (по Байерсу и Брейаму).

1 — Огайо, 5 случаев; 2 — Флорида, 5 случаев.

ствуют одновременно, взаимно дополняя друг друга. Оценить, который из них важнее, пока еще невозможно.

Остановимся вкратце на некоторых результатах теоретических расчетов, произведенных в 1951 г. Хаутоном и Крамером [392] и в 1947—1951 гг. Стоммелем [588], [589], рассмотревшими различные механизмы вовлечения.

Хаутон и Крамер, исходя из динамической теории, рассчитали распределение водности и вертикальных движений в стационарном кучевом облаке цилиндрической формы, т. е. неизменного поперечного сечения, а также отклонение вертикального градиента температуры в нем от влажноадиабатического.

Пусть сквозь нижнее основание облака входит воздух, имеющий температуру T , плотность ρ и вертикальную скорость w , а температура и плотность окружающего воздуха равны T' и ρ' . В сделанных предположениях уравнение неразрывности запишется с точностью до малых величин высшего порядка в виде

$$\Delta m = w \frac{\delta \rho}{\delta z} + \rho \frac{Dw}{Dz}, \quad (30.1)$$

где Δm — масса вовлеченного воздуха, которая присоединяется к единице объема поднимающегося воздуха за единицу времени; буквой δ — изменение значений метеозлементов, связанное со смещением, а знаком D — полное их изменение.

Аналогичным образом можно записать уравнения теплового баланса для элементарного объема поднимающегося воздуха и уравнение сохранения момента количества движения. Первое из них с учетом затраты тепла на испарение части облачных капель при полном смешении с ненасыщенным воздухом имеет вид

$$\rho w \frac{\delta T}{\delta z} + (T - T') \Delta m - \rho w \frac{L}{c_p} \left(\frac{\delta Q}{\delta z} \right)_e = 0, \quad (30.2)$$

где Q — концентрация капельножидкой влаги в облаке в г/г ($Q = \frac{w}{\rho}$), $\left(\frac{\delta Q}{\delta z} \right)_e$ — изменение ее за счет испарения, L — скрытая теплота испарения, c_p — теплоемкость.

Уравнение сохранения момента количества движения аналогично можно записать в виде

$$\Delta m = \rho \left(\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{Dw}{Dz} \right), \quad (30.3)$$

где

$$\frac{\partial w}{\partial z} = g \frac{T_v - T'_v}{T'_v}. \quad (30.4)$$

Здесь T_v и T'_v — виртуальная температура воздуха в облаке и вне его.

Рассматривая совместно уравнения (30.1) и (30.4) и привлекая уравнение состояния и условия квазистатичности, можно найти осредненное по горизонтальному сечению облака вертикальное распределение температуры, влажности и вертикальных скоростей.

На рис. 69 приведен пример таких расчетов. Из него видно, что благодаря вовлечению вертикальный градиент температуры оказывается меньше влажноадиабатического, а влажность и вертикальная скорость воздуха растут с высотой медленнее, чем это было бы без смешения.

Расчеты Хаутона и Крамера, очевидно, весьма приближенные: в них не учтено вязкое сопротивление втеканию, и облако

считается цилиндрическим, что приводит к завышению величины вертикальных скоростей воздуха в нем. Не учтено также влияние нестационарности процесса роста облака. Следует вместе с тем указать, что найденные общие выводы качественно хорошо согласуются с результатами наблюдений.

Несколько иной подход к решению проблемы вовлечения предложил Стоммель, который не использовал условия неразрывности, предполагая природу вовлечения чисто турбулентной. При этом изменение с высотой потока массы поднимающегося

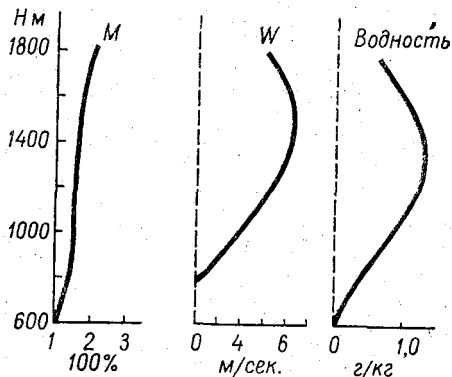


Рис. 69. Вовлечение в облако: вертикальный поток массы M , вертикальная скорость в облаках w и влажность в функции высоты над основанием облака.

воздуха M при стационарном процессе вовлечения определяется выражением

$$\frac{1}{M} \frac{dM}{dp} = \frac{L \frac{dq}{dp} + c_p \frac{dT}{dp} - (c_p - c_v) \frac{T}{p}}{c_p (T - T') + L (q - q')}, \quad (30.5)$$

где p — давление воздуха, используемое как вертикальная координата; q и q' — удельная влажность в облаке и вне его. Это выражение позволяет определить $M(p)$, если известны по данным зондирования T , T' , q и q' .

Аналогичное выражение для концентрации капельной влаги Q в г/г имеет вид

$$\frac{dQ}{dp} = (q' - q - Q) \frac{1}{M} \frac{dM}{dp} - \frac{dq}{dp}. \quad (30.6)$$

Интегрируя (30.6) по высоте (давлению) от основания облака (где $Q = 0$) до заданного уровня, можно найти распределение концентрации капельножидкой влаги Q или влажности $W = \rho_a Q$

в функции высоты. Для определения вертикальной скорости воздуха w в облаке Стоммель использует уравнение¹

$$M^2 w^2 = M_0^2 w_0^2 + 2 \int_0^z \gamma' M^2 dz, \quad (30.7)$$

где индекс «0» относится к основанию облака, а γ' есть архимедова сила $\left(\gamma' = g \frac{(\rho' - \rho)}{\rho} \right)$.

На рис. 69 приведены кривые изменения M , w и W с высотой, рассчитанные по данным зондирования атмосферы внутри и вне кучевого облака, наблюдавшегося Банкером в 1949 г. над Карибским морем.

Следует указать, что такой расчет приводит в общем к весьма правдоподобным вертикальным профилям влажности и вертикальной скорости воздуха. Однако непрерывное увеличение с высотой потока массы M , сочетающееся с уменьшением, начиная с высоты 1—1,5 км, вертикальной скорости, говорит о необходимом, с точки зрения теории Стоммеля, увеличении здесь поперечного сечения облака. Такое расширение облака, однако, обычно не наблюдается.

Упорядоченные вертикальные движения в кучевых облаках

Полеты на самолетах и планерах в кучевых облаках показали, что внутри них всегда наблюдаются обширные области, в которых происходит подъем или опускание воздуха со скоростью, постепенно меняющейся с высотой, но остающейся на данном уровне практически неизменной в течение нескольких минут. В развивающихся S_c преобладают восходящие, а в разрушающихся S_c — нисходящие потоки. Горизонтальная протяженность областей, занятых такими квазиупорядоченными вертикальными движениями, может составлять сотни метров и даже несколько километров, а сами скорости иногда достигают 35—40 м/сек. Интересно, что временные пульсации средней скорости в указанных вертикальных потоках невелики, и планеристы указывают, что полет в них весьма спокоен.

Причиной восходящих движений, бесспорно, является архимедова (подъемная) сила, возникающая как за счет более высоких температур внутри облака (в стадии его развития), так и вследствие большой влажности облачного воздуха, т. е. более высокой виртуальной температуры.

По оценке Байерса и Брейама [308], даже при отсутствии перегрева воздуха в облаке разница в плотностях $(\rho' - \rho)$, обусловленная большей влажностью, часто достаточна, чтобы объ-

¹ Как показал А. Х. Хргиан, это уравнение можно получить из уравнений движения тела, обладающего переменной массой.

яснить обычно наблюдаемые в Си вертикальные скорости, если только пренебречь силами трения.

Процессы, вызывающие и поддерживающие нисходящие движения, сложнее. По-видимому, главную роль играют здесь процессы вовлечения и испарения капель, которые приводят к понижению температуры и влажности воздуха в облаке и уменьшают подъемную силу в нем. Велика и роль осадков. Импульс, даваемый падающими каплями при неустойчивой стратификации, может вызвать сильный нисходящий поток. Известно, например, что в тех частях облака, где идет дождь, наблюдаются сильные нисходящие потоки, простирающиеся отчасти и вниз под основание облака (см. § 29).

Размеры восходящих токов как в кучевых облаках, так и в их детально изучил Н. И. Вульфсон [40] — [42]. В табл. 40а и 40б указаны, по Вульфсону, средние и максимальные размеры импульсов или восходящих струй (термиков), отмеченных по повышению температуры и наблюдавшихся при длительных горизонтальных полетах самолета.

Таблица 40а

Струи вне облаков

Высота полета (м)	100	300	500	800	1200	1600	2000	2500	3000	
Размер струй (м)	средний	70	83	89	91	94	95	108	98	36
	максимальный	665	430	285	515	435	560	480	595	80
Перегрев в струях (град.)	средний	0,30	0,16	0,17	0,16	0,24	0,18	0,16	0,18	0,18
	максимальный	1,40	0,45	0,45	0,60	1,05	0,50	0,50	0,75	0,35

Таблица 40б

Струи в облаках

Высота полета (м)	1200	1600	2000	2500	3000	
Размер струй (м)	средний	95	111	121	117	123
	максимальный	515	460	370	665	345
Перегрев струй (град.)	средний	0,34	0,49	0,55	0,54	0,77
	максимальный	0,60	1,65	1,50	2,15	2,55

Из табл. 40а и 40б видно, что средний размер струй возрастает вверх по крайней мере до высоты 2—2,5 км, что, вероятно, зависит отчасти от смещения их с окружающим воздухом. Влияние различных участков земной поверхности, иногда создающих большие по протяженности и интенсивности струи, по-видимому, сильно ослабевает уже на высоте 0,5 км. Это подтверждает высказанное выше соображение о быстром рассеянии конвективных токов, поднимающихся с земли, и дает меру высоты их распространения.

Из табл. 40б видно также, что при наличии облаков струи несколько больше, чем при их отсутствии, т. е. что процесс конденсации заметно способствует конвекции. Аналогично и пере-

грев в струях заметно больше в облаках, чем вне их; он существенно возрастает с их мощностью.

Позднее тот же автор рассмотрел вертикальные движения в струях, наблюдая вертикальные ускорения (перегрузки) самолета. Он показал, что в областях с перегревом всегда имеются соответствующие им по размерам области восходящих движений. Однако, как видно на рис. 70, облако обладает всегда тон-

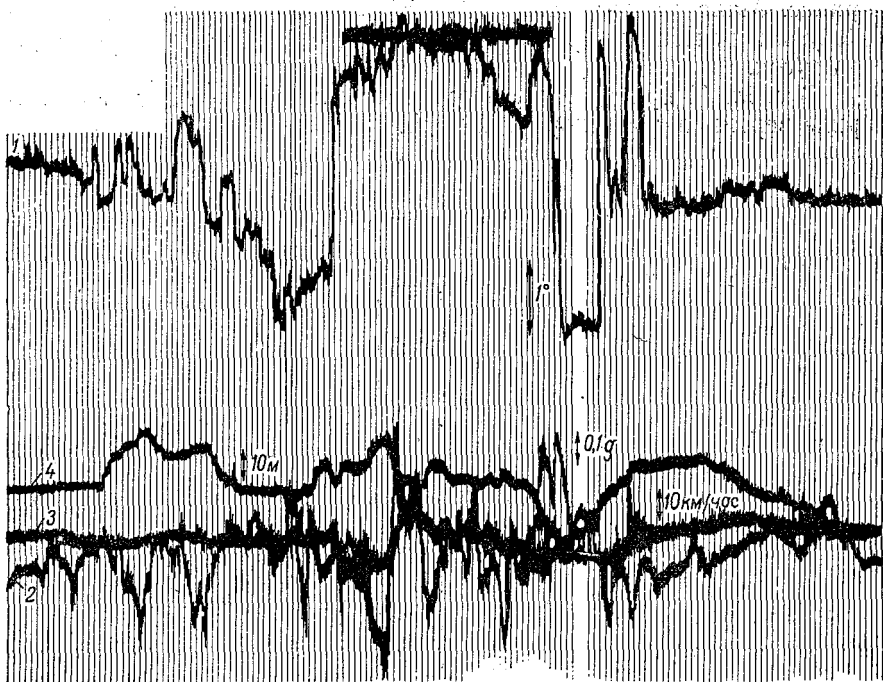


Рис. 70. Данные зондирования кучевого облака (по Н. И. Вульфсону).

Жирной чертой сверху отмечено время пребывания самолета в облаках. 1 — ход температуры, 2 — ускорения самолета (вертикальные), 3 — изменения горизонтальной скорости, 4 — изменения высоты самолета. Расстояние между двумя тонкими вертикальными линиями соответствует 0,5 сек.

кой термической и динамической структурой, накладывающейся на общее поле температур и движения.

Измерения Н. И. Вульфсона производились главным образом в низких кучевых облаках (*Cu hum.* и *Cu med.*). С. М. Шметером (1959 г.) было установлено, что и в вершинах *Cb* наблюдаются теплые зоны с перегревами, достигающими 3° и протяженностью в несколько километров (см. сноску на стр. 184).

При ряде полетов в грозовых облаках в тропической зоне (во Флориде) Байерс [308] нашел, что в них там в первый период имеется значительный перегрев, достигающий на высоте 6 км

в среднем 2,3°. В конце зрелой стадии он уменьшается до +0,7° и сменяется на более низких уровнях даже понижением температуры, например, до -0,08° на высоте 3 км. В стадии диссипации понижение температуры, по-видимому, сильнее.

Области, занятые восходящими токами, достигали размера 11 км, хотя чаще всего повторялись размеры 1,5—1,8 км на высоте 3,3 км и 0,9—1,2 км на высоте 6,3 км. В таких токах, очевидно, объединялись многие термики или струи, описанные нами ранее. Максимальная скорость их была 26 м/сек. Нисходящие токи имели меньшие размеры, чаще всего 1—2 км и скорость до 24 м/сек.

В табл. 41 приведены повторяемости наблюдавшихся во Флориде вертикальных скоростей в Сб.

Таблица 41

Скорость (м/сек.)	Высота над уровнем моря (км)									
	1,8	3,3	4,8	6,3	7,8	1,8	3,3	4,8	6,3	7,8
	Восходящие токи					Нисходящие токи				
0—3	8	5	11	9	6	4	6	4	7	4
3,05—6,07	17	35	37	38	22	11	20	28	17	17
6,10—9,11	11	32	26	30	27	5	10	12	7	10
9,14—12,16	2	6	22	14	14	1	5	6	1	3
12,19—15,21		2	4	9	4			2	1	3
15,24—16,26		5	1	3	2					1
18,29—21,31					1	(1)				
21,34—24,35		1	(1)	1						
24,38—27,40		1						(1)		
27,43—30,45			(1)							

Для изучения упорядоченных вертикальных движений в облаках интересно оценить также скорости роста или снижения вершин кучевых облаков. По данным Н. С. Шишкина [247]. [250], средняя скорость вертикального развития грозовых облаков колеблется от 0,6 до 2,6 м/сек., а ливневых облаков, в которых грозовые явления отсутствуют, 0,6—1,3 м/сек. Средняя скорость снижения вершин распадающихся кучевых облаков составляет 1,34 м/сек., достигая в отдельных случаях 2 м/сек. Наблюдения над пассатными кучевыми облаками, обобщенные Харрингтоном в 1958 г., показали, что скорость их роста колеблется от 1,5 до 4 м/сек. В многовершинных облаках скорость роста отдельных башен может различаться довольно значительно.

Упомянутые наблюдения Байерса показали, что средняя скорость роста вершин облаков, наблюдавшихся во Флориде при помощи радиолокатора, равны 5,5 м/сек. на высоте 4,5—7,5 км

и 7,9 м/сек. на высоте 12—12,5 км, превышая в отдельных случаях 24 м/сек.

Очень интересны компенсационные нисходящие течения около кучевых облаков, описанные Н. И. Вульфсоном [40]. Около Cu cong. они наблюдаются вокруг их верхней части, опускаясь ниже вершин примерно на 600 м. Около кучевых облаков они могут распространяться даже ниже их основания; это автор считает доказательством того, что такое облако питается восходящим током снизу, а не с боков. Поперечное сечение этих течений того же порядка, как и самого облака, а избыток температуры порядка 1,6°, иногда до 2,2°.

§ 31. ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В КУЧЕВЫХ ОБЛАКАХ

Наряду с крупномасштабными вертикальными и горизонтальными воздушными потоками в кучевых облаках обычно наблюдаются интенсивные турбулентные движения как микро-турбулентные образования, имеющие поперечник в несколько миллиметров, так и относительно крупные турбулентные тела (так называемые вихри) с размером в несколько десятков метров или даже более. Они приводят к появлению опасной болтанки самолетов. Наибольшее воздействие на полет оказывают вертикальные турбулентные порывы, влияние которых в 10—12 раз больше, чем горизонтальных порывов той же скорости. Особенно опасно для самолета характерное для высоких кучевых облаков сочетание упорядоченных вертикальных движений с турбулентными порывами.

Исследования турбулентности в кучевых облаках до настоящего времени производились главным образом путем измерения вертикальных турбулентных перегрузок¹ ($\Delta n = n - 1$), испытываемых самолетом внутри облака. В последние годы для этих целей стали также использоваться данные о пульсациях горизонтальной слагающей воздушной скорости самолета [255], являющихся характеристикой порывистости ветра в горизонтальной плоскости.

Знание Δn позволяет приближенно рассчитать так называемую эффективную вертикальную скорость порыва ($w_{эф}$) по формуле

$$w_{эф} = \frac{2\Delta n G}{\rho_a s u C_y^a},$$

где G — вес самолета, s — несущая поверхность крыльев, ρ_a — плотность воздуха, u — горизонтальная скорость полета, C_y^a — производная от коэффициента подъемной силы по углу атаки.

¹ Вертикальной турбулентной перегрузкой горизонтально летящего самолета называется вертикальное ускорение последнего в турбулентном порыве, выраженное в долях ускорения силы тяжести.

Эффективная скорость порыва представляет собой скорость гипотетического потока, который, мгновенно охватывая весь самолет, приводит, к появлению перегрузки, равной фактически зарегистрированной. Точная зависимость между истинной и эффективной вертикальной скоростью в настоящее время еще не найдена, но можно считать, что эффективная скорость примерно на 30% меньше истинной.

Исследования в полете показали, что эффективные скорости вертикальных порывов особенно велики в мощных кучевых и кучево-дождевых облаках. Так, в США при полете в грозовых облаках на самолете «Метеор» в июне 1952 г. была зарегистрирована вертикальная перегрузка в 0,97 g, соответствующая эффективной скорости порыва в 11 м/сек. Аналогичные результаты были получены в СССР при полетах на самолетах «ЛИ-2», «ИЛ-12» и «ТУ-104 А». В практике работы мировой авиации было зарегистрировано большое число случаев разрушения самолетов турбулентными порывами в грозовых облаках. Исходя из технических данных погибших самолетов, можно предполагать, что в этих случаях эффективные скорости достигали 25—30 м/сек. Возможно, что в возникновении столь больших скоростей играло роль наложение турбулентных порывов на упорядоченные вертикальные потоки с резкими границами. Следует отметить, что если исключить турбулентность на подветренной стороне горных хребтов, то до сих пор в атмосфере ни при каких других метеорологических условиях не наблюдались вертикальные скорости столь большой величины.

Мы уже указывали, что наиболее интенсивная турбулентность отмечается в развивающихся высоких кучевых облаках (Cu cong., Cb). В стадии разрушения скорости вертикальных порывов в них резко уменьшаются. Так, в 6 полетах сквозь разрушающиеся Cu cong. и Cb, проведенных С. М. Шметером и А. А. Рециковой на самолете «ИЛ-12» в Восточной Сибири, не удалось ни разу зарегистрировать перегрузок, больших 0,5, т. е. эффективных скоростей, превышающих 4—5 м/сек. Турбулентность в низких Cu (Cu hum. и отчасти Cu cong.) слабее, чем в высоких.

Структура и распределение турбулентных зон в кучевых облаках изучены в настоящее время недостаточно. По-видимому, чаще всего значительные турбулентные порывы наблюдаются вблизи границ областей упорядоченного подъема или опускания воздуха. При этом интенсивность порывов в общем увеличивается с ростом скоростей подъема. В безоблачных участках внутри высоких кучевых облаков турбулентность обычно развита слабо. По-видимому, турбулентные движения черпают свою кинетическую энергию из энергии основного восходящего (или нисходящего) потока. Преобразованию его энергии в турбулентную способствует большая термическая неустойчивость, характерная для кучевых облаков, а также большие вертикальные сдвиги ветра в них.

Турбулентные движения развиты не только в самих кучевых облаках, но и вокруг них, хотя здесь интенсивность их гораздо меньше. Общая площадь турбулизированной зоны, например в пассатных Си, по данным Аккермана, в $3\frac{1}{2}$ раза превышает площадь облака на той же высоте. Зона турбулентности по отношению к облаку чаще всего асимметрична и вытянута в направлении вектора вертикального сдвига ветра. Так, по данным 379 проходов через 78 пассатных кучевых облаков, симметричная турбулентная зона наблюдалась Аккерманом лишь в 27% случаев, причем в этих случаях вне облака она чаще всего отсутствовала.

В полетах Аккермана турбулентные зоны чаще всего наблюдались перед облаком (рис. 71). Противоположные результаты получила при 12 полетах Малкус, которая пришла к выводу, что турбулентность сильнее развита позади облака (относительно направления вектора сдвига ветра). Такое расхождение, возможно,

объясняется различием в способах исследования турбулентности. В то время как Малкус главным образом изучала умеренную и сильную турбулентность, Аккерман рассматривал турбулентность вне зависимости от ее интенсивности.

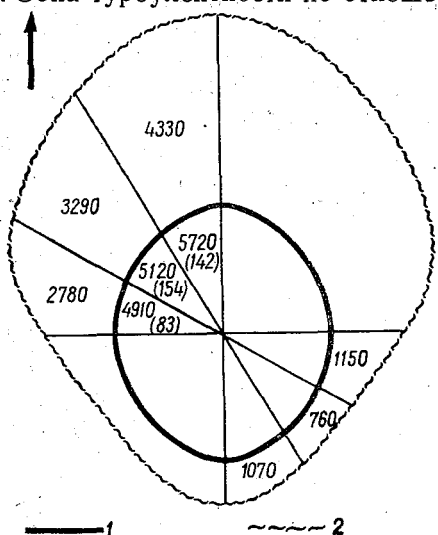


Рис. 71. Границы турбулентной зоны перед облаками (1) и границы видимого облака (2). Стрелкой указано направление градиента ветра (по Аккерману).

§ 32. ТЕОРИЯ КОНВЕКТИВНЫХ ОБЛАКОВ, ПО Л. Н. ГУТМАНУ

Выше, в § 28, были развиты полуэмпирические теории, описывающие процессы движения и конденсации в конвективных облаках. Более строгую и общую теорию их дал Л. Н. Гутман. В ней первоначально [53] он исходил из предположения, что некоторый участок земной поверхности является источником тепла, дающим Q кал/сек., и рассмотрел стационарную модель возникающей таким образом конвективной «трубы» цилиндрической формы. Оказалось, что скорость восходящего потока при этом на всех высотах на оси цилиндра должна иметь одно и то же значение, зависящее только от обильности источника тепла.

Позднее Л. Н. Гутман рассмотрел также теорию стационарного двухмерного (т. е. простирающегося неограниченно по одной оси, например, OY) конвекционного потока, возникающего за счет неустойчивости атмосферы [54]. Такой поток может начинаться с любого уровня атмосферы, но отметим, что эта теория не касается ни движения пузырей, ни зарождения облака, а описывает лишь стационарный процесс в уже сформировавшемся облаке, идущий главным образом за счет освобождающегося скрытого тепла.

Основные уравнения движения при этом имеют вид:

$$\frac{du}{dt} = -R\Theta \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p}{P} \right), \quad \frac{d\omega}{dt} = -R\Theta \frac{d}{dz} \left(\frac{p}{P} \right) + \lambda\theta, \quad (32.1)$$

$$\frac{du}{dx} + \frac{d\omega}{dz} = \sigma\omega,$$

причем принято обозначение $\frac{d}{dt} = u \frac{d}{dx} + \omega \frac{\partial}{\partial z}$, и через $p(x, z)$ и $\theta(x, z)$ обозначены малые отклонения давления и температуры от их значений $P(z)$ и $\Theta(z)$ в окружающей атмосфере. Далее $\lambda = \frac{g}{\Theta}$ — архимедова сила на единицу массы, $\gamma = -\frac{d\Theta}{dz}$ — градиент

температуры в атмосфере, $\sigma = \frac{(-\gamma + \frac{g}{R})}{\Theta}$, деленное на Θ , — отклонение градиента от автоконвективного. Можно положить $\frac{d\theta}{dt} = \alpha(z)\omega$, причем $\alpha(z) = \gamma - \gamma_a$ в сухой стадии и $\alpha(z) = \gamma_{ab}(\Theta, P)$ в стадии конденсации. Гутман рассчитывает величину α и функцию тока ψ (такую, что $u = -e^{z^2} \frac{\partial \psi}{\partial z}$, $\omega = e^{z^2} \frac{\partial \psi}{\partial x}$) в том случае, если в атмосфере имеется хотя бы тонкий слой неустойчивости, в котором $\alpha > 0$. При этом, разлагая α в ряд $\alpha = \alpha_0 [1 + \alpha_1 z + \alpha_2 z^2 + \dots]$, доказывают, что

$$\psi = \frac{z^2}{2} \sqrt{\alpha_0 \lambda_a} a (\psi_0 + z\psi_1 + z^2\psi_2 + \dots),$$

т. е. что восходящие скорости пропорциональны корню из α_0 и из архимедовой силы. Они определяются функциями ψ_0, ψ_1, \dots , зависящими только от $\varphi = \text{arctg} \left(\frac{x}{z} \right)$. Обозначая $\psi_1 = \alpha_1 \psi_{11} + \sigma \psi_{12}$,

$\psi_2 = \alpha_2 \psi_{21} + \alpha_1^2 \psi_{22} + \alpha_1 \sigma \psi_{23} + \sigma^2 \psi_{24}$, Гутман построил графики для функций ψ_0, \dots, ψ_{24} , по которым можно вычислить u, ω и θ для всего поля; по ним можно затем построить и линии тока в облаке и вокруг него, и найти величину водности W . На рис. 72 изображены контуры облака, возникающего когда до 1,0 км воздух стратифицирован неустойчиво, так что $\alpha_0 = 0,3^\circ/100$ м при $z = 0$,

$\alpha = 0,15^\circ/100$ м на высоте 0,5 км, и выше 1 км имеется инверсия ($\alpha_1 = -1$ км⁻¹, $\alpha_2 = -0,1$ км⁻²). На оси $x = 0$ скорость w достигает 5 м/сек. при $z = 1,5$ км, θ достигает $1,5^\circ$ при $z = 1$ км, где дефицит давления равен 0,3 мб, а водность 2 г/м³. Эта последняя величина близко соответствует данным опыта. Интенсивность возникающих осадков при этом равна 2,0 мм/час.

Пунктиром намечены предполагаемые границы облака (область, где восходящая скорость превышает 0,1 м/сек.). Вверх скорость w быстро уменьшается и облако расширяется в виде наковальни. Гутман отмечает, что такая форма будет существовать лишь при инверсии.

На рис. 72 видно, что при данной модели явления питания стационарного облака идет главным образом за счет подтока воздуха с боков выше уровня конденсации. Этот вывод из теории очень важен для понимания всех процессов в конвективном облаке.

Напоминаем, что эта модель не описывает зарождения облака. Более того, сравнение расчетов с экспериментальными данными подчеркивает еще раз тот факт, что развившееся облако имеет совершенно иную структуру и форму по сравнению с зарождающимся и что в зрелой стадии облако гораздо ближе по своему строению к трубе, чем к отдельному пузырю. Таким образом, теория также подводит нас к тому фундаментальному выводу, что гипотеза о пузырях и гипотеза о трубах не столько противостоят друг другу, сколько описывают разные стадии развития облака. Пузырь, активно втягивающий в свой кильватер последующие термики и объединяющий их, является прообразом трубы, постепенно формирующейся в свободной атмосфере.

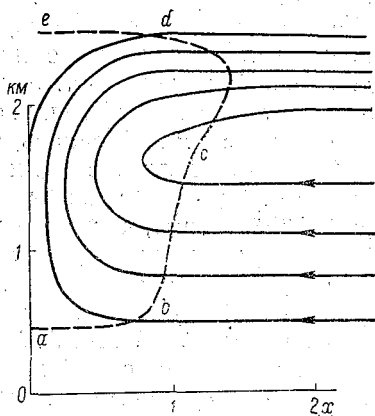


Рис. 72. Теоретические линии тока и контур конвекционного облака (по Л. Н. Гутману).

§ 33. ОСАДКИ ИЗ КУЧЕВЫХ ОБЛАКОВ

В высоких кучевых облаках благодаря их большой вертикальной мощности, сильным восходящим движениям, большой водности и концентрации капель условия как для коагуляционного, так и для конденсационного роста облачных элементов исключительно благоприятны. Из этих облаков (в умеренных широтах главным образом из Сb, а в тропических и из Сu cong.) выпадают относительно кратковременные, но чрезвычайно интенсивные (т. е. ливневые) осадки; в теплое время года это глав-

ным образом дождь (реже град), а весной и осенью также крупа и снег. Снег выпадает из Св довольно редко и то лишь исключительно из фронтальных облаков. Следует отметить, что град выпадает только из облаков кучевых форм. Что же касается крупы, то она иногда выпадает и из облаков Ns—As.

Дождь из высоких кучевых облаков

В умеренных широтах выпадение дождя обычно происходит при наличии у развитых в высоту кучевообразных облаков оледенелой перистообразной вершины. В тропических широтах осадки из высоких кучевых облаков наблюдаются как при наличии оледенелой вершины (т. е. из Св), так и при положительных температурах во всей толще облака (т. е. из Сu cong.).

Долгое время считалось, что в умеренных широтах наличие ледяных кристаллов в верхней части Св является необходимым условием для образования осадков. Мы уже приводили (стр. 183) случаи, когда наблюдались осадки и из высоких (т. е. имеющих большую вертикальную мощность) кучевых облаков, в которых отсутствовали ледяные кристаллы. Джонс описал дождь из кучевого облака, температура на верхней границе которого равнялась $+7^{\circ}$. М. А. Химач и Н. С. Шишкин описали выпадение дождя в районе Ленинграда из облака Сu cong.—Св, вершина которого не имела никаких следов перистой структуры.

Не останавливаясь на теории осадков из теплых Сu, выходящей за пределы настоящей книги, укажем только, что образование таких осадков возможно лишь при большой влажности и больших скоростях восходящих потоков внутри облака.

Вначале осадки образуются вблизи оси облака, там, где наблюдается максимальная скорость восходящих потоков, концентрация капель и влажность облака, а значит, где условия для укрупнения облачных элементов наиболее благоприятны. В дальнейшем область, в которой образуется дождь, постепенно растет, а район осадков на земле увеличивается также благодаря тому, что дивергенция ветра, наблюдаемая под облаком, приводит к расширению зоны дождя. Поэтому последняя часто бывает большей, чем площадь основания облака.

Интенсивность дождя из высоких кучевых облаков иногда исключительно велика. На рис. 73 приведена кривая повторяемости интенсивности ливневых осадков над Огайо (США), построенная Брейамом [256] на основании наблюдений над 53 ливнями. По этой кривой видно, что интенсивность дождя доходила до 2,5—3 мм/мин. Эта цифра не является предельной. Так, Н. С. Шишкин указывает, что 29 ноября 1911 г. во время ливневого дождя в Калифорнии за 3 мин. выпало 63 мм осадков, что соответствует интенсивности 21 мм/мин. Несмотря на кратковременность ливней (продолжительность ливня из изолированных Св редко превосходит 25—30 м), общее количество выпавшей

воды может быть очень большим. Так, по подсчетам Брейама, из одного кучево-дождевого облака выпадает от 300 тыс. до 1 млн. т воды. Поскольку Брейам не рассматривал случаев исключительно сильных ливней, эта оценка также не является предельной.

Капли осадков из кучево-дождевых облаков значительно крупнее, чем из облаков других форм. Так, если радиус капель дождя из $N_s - A_s$, как правило, не превосходит 0,5—0,8 мм, то

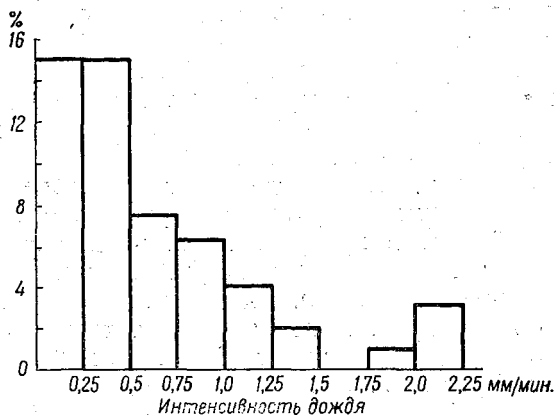


Рис. 73. Интенсивность ливневых дождей из 53 ячеек грозовых облаков (по наблюдениям Брейама).

максимум спектра размеров капель осадков из S_b сдвинут в сторону более крупных капель. По данным Шишкина [248], максимальный радиус капель в грозовых дождях в районе Ленинграда в 1952—1953 гг. был равен 2,6 мм, а в ливнях, не сопровождавшихся грозами, — 2,2 мм. В среднем радиус капель ливневых осадков составлял 1,1 мм, а грозовых — 1,7 мм.

В процессе выпадения дождя средние размеры капель меняются. В общем ливневые осадки обычно начинаются с выпадения редких крупных капель, затем размеры капель постепенно уменьшаются, а число их растет. Особенно мелкие капли падают непосредственно перед концом дождя.

Размеры капель и частично интенсивность ливня зависят от наклона оси облака. Как указывают Малкус и Скорер, с увеличением наклона облака к горизонту, т. е. с ростом вертикального сдвига ветра, интенсивность осадков и размеры капель уменьшаются. Капли, выпадающие из верхней части облака, в этом случае пролетают вне облака в относительно сухом воздухе и частично испаряются.

Крупа и град

Крупа представляет собой снежинки, сильно обзёрнённые в результате коагуляции с переохлажденными каплями. Форма крупинок чаще всего шарообразная или коническая, а диаметр крупинок меняется от долей миллиметра до 10—15 мм. Выпадение крупы наблюдается большей частью весной и осенью в дни, когда температура воздуха у поверхности земли не намного превышает 0°. Летом выпадение крупы — явление весьма редкое, чаще она отмечается в это время на больших высотах в горных странах.

Град обычно выпадает в виде кусков льда, имеющих шарообразную или коническую форму. Иногда градины представляют собой агрегаты из смерзшихся друг с другом нескольких сферических и конических кусков льда.

Внутри градины почти всегда имеется беловатое полупрозрачное ядро — зернышко крупы, вокруг которого имеется несколько (до 10) слоев прозрачного или непрозрачного льда. Такие слои образуются в результате коагуляции градины с дождевыми и облачными каплями. Если эти капли, осев на поверхности градины, замерзают, не успев растечься, то образуется непрозрачный, иногда пористый слой, в противном случае получается слой прозрачного льда.

Диаметр градин колеблется в широких пределах — от нескольких до 70—80 мм или даже более. Поэтому вес градин может быть очень большим. В Хайдерабаде (Индия) 17 сентября 1939 г. выпала градина весом 3,4 кг. Есть сведения о выпадении в 1902 г. в Юву (Китай) градины весом 4,5 кг.

Выпадение града обычно происходит в течение нескольких минут (как правило, менее 20—25 мин.). При этом град наблюдается в полосе шириной в несколько километров. Длина полосы градобития обычно составляет несколько десятков километров, но может достигать нескольких сот километров, особенно в тех случаях, когда наблюдаются фронтальные кучево-дождевые облака.

Сильные и продолжительные градобития приносят значительный ущерб сельскому хозяйству. Известны случаи гибели садов на обширных территориях в результате летних градобитий. Бывали градобития, приводившие к многочисленным смертным случаям.

Глава V

СЛОИСТООБРАЗНЫЕ ОБЛАКА

§ 34. НЕКОТОРЫЕ ИСТОРИЧЕСКИЕ ЗАМЕЧАНИЯ. РАЗВИТИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О СТРУКТУРЕ СЛОИСТООБРАЗНЫХ ОБЛАКОВ

Слоистые и слоисто-кучевые облака образуют обширные поля протяженностью в сотни километров, обычно небольшой вертикальной мощности, в несколько сотен метров. Весьма сходны с ними, строго говоря, и высоко-кучевые облака, и те сравнительно тонкие высоко-слоистые облака, которые не являются частью фронтальных облачных систем. Им посвящена глава VI, а здесь мы обратим внимание на низкие облака St и Sc, которые будем обозначать их общим термином «слоистообразные». Низкий потолок этих облаков и нередко связанное с ним ухудшение видимости сильно затрудняют работу авиации, а поэтому прогноз их всегда очень важен.

Нам надо рассмотреть прежде всего процесс конденсации и образование слоистообразных облаков и во вторую очередь возникновение в них волн или кучевых форм, интересовавшее многих исследователей, но лишенное большого практического значения.

Исторически слоистообразные облака долгое время мало привлекали к себе внимание исследователей. Форму *Stratus* выделил еще Говард в 1803 г. в своей классификации [394], форму *Stratocumulus* — Кемц в 1840 г. В XIX в. обычно считали, что слоистые облака представляют собой приподнятый слой тумана, и не вникали глубже в механизм их образования. Первые соображения в нем были высказаны в начале XX в. Так, например, в сборнике «Основные сведения по аэрологии», составленном для летчиков в 1917 г. [169], указано, что облака типа слоистых появляются при растекании кучевых облаков под инверсией и что «среди воздухоплатателей принято верхнюю границу слоистых облаков называть устойчивым слоем», так как «совпадение с этой границей слоя инверсии в большинстве случаев исключает возможность сильных вертикальных токов выше этой границы».

П. А. Молчанов в «Аэрологии» [154] в 1931 г. указал, что

«условия образования слоистых облаков в настоящее время мало изучены: можно предполагать, что они образуются при значительном содержании влаги у земной поверхности и наличии достаточно сильного турбулентного процесса, переносящего влагу в слой, где начинается конденсация... Благоприятным фактором служит инверсия, задерживающая перенос влаги в более высокие слои».

В это же время Мал [467], анализируя самолетные наблюдения в Линденберге и других местах, заключил, что излучение слоев дымки (в том числе пыли и гигроскопических частиц)

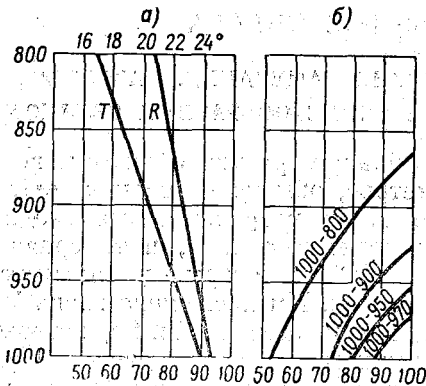


Рис. 74. Перераспределение влажности в слое воздуха при перемешивании.

а — первоначальное распределение температуры (T) и относительной влажности (R); б — распределение относительной влажности после полного перемешивания в слое соответственно 1000—800 мб, 1000—900 мб и т. д.

может повести к возникновению в свободной атмосфере инверсий. Последние, таким образом, могут быть следствием, а не причиной зарождения облачных слоев. Мал объяснил также возникновение неустойчивости в облаках (он нашел там градиенты до $1,40^\circ/100$ м), указав на нагревание их излучением земли снизу и радиационное охлаждение сверху.

Идея возникновения St именно при адвекции теплого влажного воздуха, например морского воздуха зимой, была высказана еще в 1904 г. А. И. Воейковым («Метеорология», стр. 339). В 1938—1940 гг. Петерсен [528], [529], изучая происхождение

калифорнийских туманов, нашел, что практически все морские туманы являются адвективными. Параллельно он показал, что перемешиваемый слой воздуха должен приближаться постепенно к стратификации по сухой адиабате ($\theta = \text{const}$) в ненасыщенной части слоя и по псевдоадиабате в насыщенном. В слое, кроме того, должно быть $\frac{\partial q}{\partial z} \rightarrow 0$. При этом выше некоторого

«уровня конденсации смешения» (M.C.L.) образуется слой облаков (рис. 74). В 1945 г. О'Коннор пояснил этот процесс с помощью простой диаграммы. Мнение Петерсена о том, что обычно полное перемешивание не достигается и облака расположены выше M. C. L., подтвердил Вуд.

Роль адвекции подчеркнул Джордж в 1940 г. в серии статей [332] о прогнозе тумана и слоистых облаков над континентом США. Там он сформулировал некоторые чисто эмпирические

правила прогноза низких облаков — по траекториям и скоростям воздушных масс, по величине депрессии точки росы и пр. с учетом также и местных влияний. Роль низких инверсий для эволюции облаков исследовал в 1944 г. Нейбургер [450], нашедший, что вызванное дивергенцией потоков и нисходящим движением опускание инверсии бывает связано с исчезновением, а подъем ее — с возникновением слоя облаков.

Заметим, что еще ранее, в 1941 г., В. Д. Решетов наблюдал при полете на аэростате [182] подъем слоя Sc при скоростной конвергенции потока, а затем исчезновение облаков, когда возникла сильная дивергенция.

Наиболее подробно исследовал слоистые облака Джордж [376] в работе, опубликованной в 1946 г. и основанной на наблюдениях 1938—1944 гг. в Бангалоре на Майсорском плато в тропической Индии.

Слоистые облака в Бангалоре образуются чаще всего под инверсиями на высотах до 1 км при притоке воздуха с юго-юго-востока или с западо-юго-запада у земли и на уровне 1500 м. Этот поток проходит некоторый путь над морем и имеет большую влажность в нижнем слое. Он охлаждается, как выражается автор, при контакте с холодным воздухом на плато. Образованию St благоприятен сильный ветер, способствующий

Таблица 42

Ветер (баллы)	Штиль	1	2	3	4	5	6
Число дней с соответствующим ветром у земли (а)	7	10	49	149	93	38	14
Число дней с St (б)	5	3	25	105	66	30	13
Отношение б/а (%)	71	30	51	70	71	79	93

перемешиванию (табл. 42), но при штиле St также часты из-за усиленного ночного охлаждения и образования инверсий. Автор приводит несколько примеров расчета М.С.Л. с помощью тефиграммы, используя данные радиозондов. Однако знание одной стратификации оказалось недостаточным. В случае 15—16/II 1945 г. резкий поворот ветра и приток воздуха с юго-востока с увеличением порывистости ветра вызвал появление St, которых нельзя было ожидать при малой влажности воздуха, бывшей утром 15/II. Так, оказалось, что физические условия образования слоистых облаков в тропической Индии такие же, как в умеренном поясе. Для возникновения St—Sc необходимо:

а) наличие некоторого сравнительно тонкого приземного слоя атмосферы (который можно назвать формирующим слоем) мощностью не более 1—1½ км, ограниченного сверху (например, устойчивой инверсией или изотермией), в котором и происходит образование слоистообразных облаков. Если наличие фронтальная инверсия, то под ней образуются подфронтальные облака St fr. или Fgnb. Чаще, однако, это инверсия оседания;

б) приток влажного теплого воздуха и его постепенная трансформация и охлаждение благодаря лучистому и турбулент-

ному теплообмену с холодной подстилающей поверхностью и излучению. При этом испарение с земли может увлажнять воздух в формирующем слое и повышать точку росы, а часть пара может диффундировать из него вверх в слой инверсии;

в) турбулентное перемешивание в формирующем слое, выравнивающее потенциальную температуру и удельную влажность (точнее, влагосодержание $Q = q + \frac{W}{\rho_a}$). Понижение молекулярной температуры при этом в верхней части слоя может привести к конденсации.

§ 35. ВЫСОТЫ И МОЩНОСТЬ СЛОИСТООБРАЗНЫХ ОБЛАКОВ

Высота нижней границы облаков практически очень важна для авиации. При определении ее следует помнить, что нижняя граница слоя St или Sc часто нечеткая и размытая и что переход от легкой дымки до плотного облака иногда происходит в слое толщиной 50—200 м. Поэтому наблюдаемая высота нижней границы H зависит от метода ее определения.

Е. Г. Зак и О. В. Марфенко [83] показали, что при подъеме самолета высота потери вертикальной видимости H_v больше, чем высота потери горизонтальной видимости H_r в среднем на 130 м, в отдельных случаях на 60—250 м; ночью это различие заметно уменьшается — до 20—25 м. Высота, определенная по шару-пилоту, $H_{ш}$ в среднем на 90 м больше, чем H_r .

Наиболее подробные данные о высоте нижней границы St—Sc получены при самолетных подъемах (обычно дающих H_r). В табл. 43 приведены средние годовые высоты для различных мест, заимствованные из [37], [160], [504], [581], [594], [605].

Эти данные не всегда сравнимы между собой, так как методы наблюдений и, главное, инструкция, по которой устанавливается различие между St, Sc и, может быть, Ns и As, в каждой стране несколько иные. Кроме того, различные типы самолетов имеют различную возможность подъема в плохую погоду и некоторая (зависящая от конструкции самолета) доля самых малых значений H не входит в вычисленное среднее.

Таблица 43
Средняя высота нижней границы облаков (км)

Облака	СССР		ФРГ			Англия		Голландия	Финляндия		Индия		
	Москва	Ленинград	Гамбург	Кельн	Карлсруэ	Мильденхолл	Олдергрове	Сустерберг	Хельсинки	Соданкола	Кашкутта	Мадрас	Симла
Sc	1,07	1,24	0,98	1,36	1,55	1,22	1,11	0,90	1,12	1,10	2,1	2,8	2,0
St	0,47	1,19	0,85	0,87	0,70	0,96	0,68	0,69	0,98	0,35	1,2	1,0	1,4

Из табл. 43 следует, что высоты Sc в умеренном поясе довольно однородны, а высоты St гораздо меньше и в то же время более изменчивы: в Европе они, по-видимому, повышаются с севера на юг.

В табл. 44 представлен годовой ход H по месяцам для Гамбурга и Линденберга, а в табл. 45 даны сезонные значения H в Хельсинки (Илмала) и в Соданкюла.

Таблица 44

Средняя высота облаков Sc — St в Гамбурге и Линденберге по месяцам (км)

Облака	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Гамбург													
Sc	0,94	0,86	0,99	0,96	1,09	1,14	0,95	0,99	1,16	0,99	0,84	0,82	1,75
St	0,67	0,80	0,67	0,90	0,87	1,08	1,00	0,94	0,98	0,92	0,84	0,79	0,93
Линденберг													
Sc	1,13	1,35	1,26	1,49	1,57	1,59	1,62	1,58	1,66	1,49	1,27	1,35	1,44
St	0,49	0,45	0,50	0,45	0,46	0,48	0,49	0,54	0,40	0,44	0,46	0,48	0,48

Хотя абсолютная величина высоты нижней границы облаков неодинакова (причем высоты Sc и St в Линденберге различаются гораздо больше, чем в Гамбурге), годовой ход H сходен: она повышается в начале лета и снижается зимой (а в некоторых случаях осенью). На рис. 75 приведен график хода H облаков нижнего яруса в Будапеште, построенный Хилле [386], свидетельствующий о максимуме H в конце лета и минимуме зимой. По-видимому, годовой ход H в умеренном климате определяется более всего ходом относительной влажности, уменьшающейся летом и растущей зимой.

Таблица 45

Средние высоты облаков H по сезонам (км)

Место наблюдения	Облака	Зима	Весна	Лето	Осень	Год
Илмала (Хельсинки)	Sc	1,01	1,24	1,28	0,94	1,12
	St	0,26	0,28	0,33	0,32	0,28
Соданкюла (Северная Финляндия)	Sc	1,35	1,14	1,08	1,06	1,10
	St	0,27	0,56	0,44	0,32	0,35

В Индии высоты Sc (1,9—2,2 км) и St (1,0—1,6 км) мало меняются от зимнего холодного сезона к теплomu и к периоду муссонных дождей.

Сравнительно мало известно о суточном ходе высоты H . Хилле указывает, что над Будапештом зимой (с октября по

февраль) облака несколько повышаются от 11 к 17 час., а в теплый сезон (март—сентябрь) существенно снижаются от 7 к 13 час. (рис. 76). Ю. Волконский показал, что в умеренном климате в период октябрь—декабрь облачность от ночи ко дню в 56% случаев снижается, а в 20% случаев H не меняется.

В табл. 46 приведены средние значения мощности облачных слоев для нескольких пунктов, упомянутых в табл. 43.

Из табл. 43 видно, что St в среднем имеют несколько большую мощность, чем Sc .

Наблюдая облачный покров сверху, можно иногда видеть просветы в нем, как бы «отпечатки» больших рек и водоемов.

Малые формы рельефа тоже оказывают свое влияние. Так, например, в 1952 г. Е. И. Гоголева [49] сравнила данные одновременных наблюдений двух близких пунктов равнинной местности, из которых один был расположен на 68 м выше другого (табл. 47).

Оказалось, что нижняя граница облачности над небольшими возвышенностями приподнимается на 50—60% высоты этих последних.

Существуют также и нерегулярные быстрые изменения H . На рис. 77 представлены

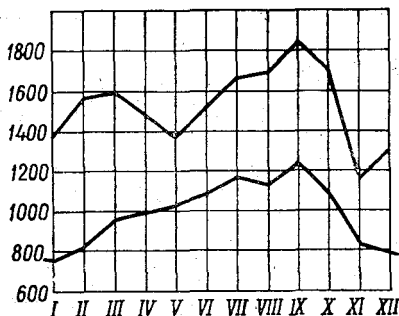


Рис. 75. Годовой ход средней высоты нижних облаков в Будапеште (по Хилле).

примеры таких колебаний, изученных Е. Г. Зак и О. В. Марфенко [83]. Авторы пришли к выводу, что величина H испытывает два рода колебаний с амплитудой 100 м и более: один с периодом 1—6 час., другой, имеющий характер флуктуаций, с периодом 10—15 мин. Перла [525] в 1954 г. привел пример еще более быстрых и резких колебаний, измеряемых долями минуты (рис. 78). Из-за таких колебаний, вероятно, прогноз высоты облаков с точностью, меньшей 100 м, лишен смысла.

Таблица 46

Средняя мощность облаков Sc — St (км)

Облака	Гамбург	Кельн	Линденберг	Милденхолл	Олдергрове	Сустерберг	Москва
Sc	0,46	0,38	0,31	0,44	0,52	0,40	0,36
St	0,46	0,36	0,32	0,74	0,54	0,50	0,52

Таблица 47

Средняя высота облачности (м)

Среднее

Первый пункт	30—80	80—140	130—250	230—300	
Второй пункт	0—50	51—100	101—200	201—300	
Средняя разность	32	38	44	46	40

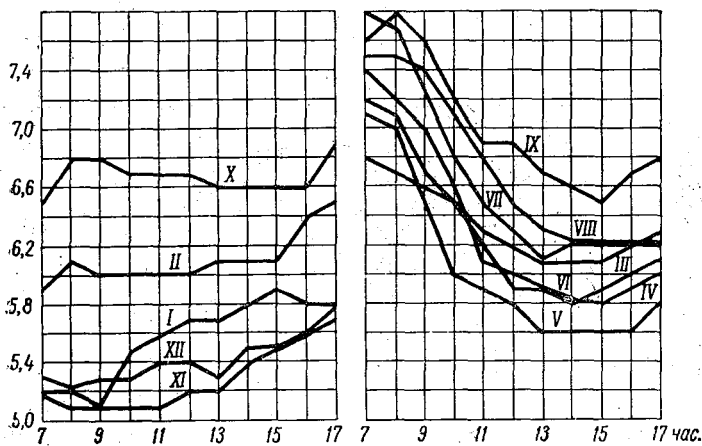


Рис. 76. Суточный ход средней высоты облаков в Будапеште в различные месяцы года. Высота выражена в баллах синоптического кода (по Хилле).

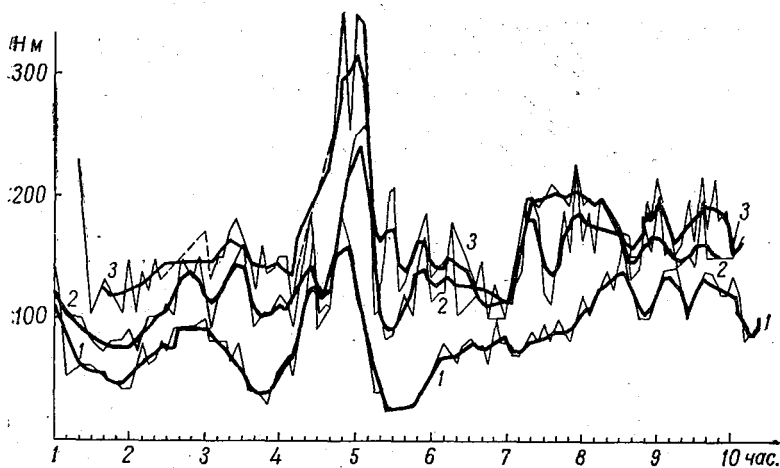


Рис. 77. Пример колебаний высоты нижней границы облаков, измеренной 5/X 1950 г.

1 — по шару-пилоту, 2 — по потере горизонтальной видимости привязного аэростата, 3 — по потере вертикальной видимости с аэростата (по Е. Г. Зак и О. В. Марфенко).

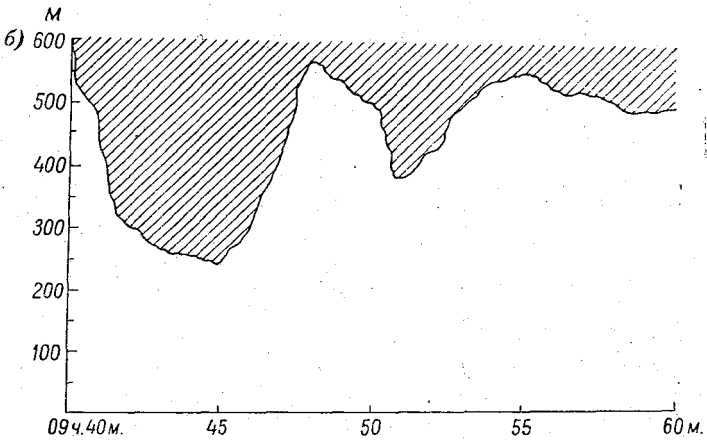
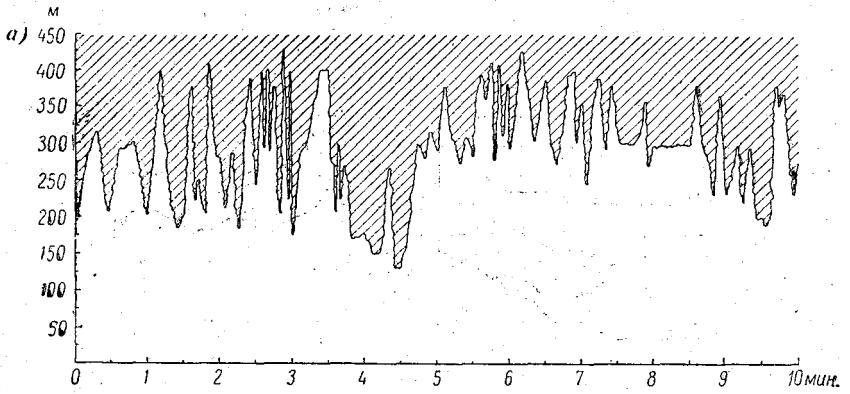


Рис. 78. Колебания высоты нижней границы облаков в течение 10—20 мин. в районе Парижа (по Перла).

§ 36. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

Распределение температуры в облачных слоях нижнего и среднего ярусов рассмотрел в 1948 г. А. М. Боровиков [19], изучивший 1435 случаев (за 1939—1945 гг.). Из них было 604 случая Sc и 117 St. Чаще всего (383 случая Sc и 89 St) облака были связаны с инверсиями, хотя нередко (181 случай Sc и 17 St) кривая температуры в них не обнаруживала излома. Позднейшие подсчеты показали, что одиночные слои облаков располагаются чаще всего под инверсией (или вклиниваются в нее, см. ниже), а безинверсионные облака — обычно лишь элементы многослойной (например, фронтальной) облачности.

В табл. 48 приведены результаты сделанной при участии Е. Демидовой обработки наблюдений с самолета в Москве в 1951—1954 гг. за одиночными слоями (501 случай, из них 375 Sc и 126 St). Под облаками градиент температуры весь год меньше сухоадиабатического (соответствующего равной потенциальной температуре, см. стр. 206). Очевидно, при теплой адвекции трансформация воздуха уменьшает градиент в приземном слое, в особенности зимой, когда теплая адвекция в умеренном климате часто бывает интенсивна. В работе К. Г. Абрамович и А. Х. Хргиана [1] было показано также, что в случае наличия двух слоев облаков (разорванные St fr. под основным слоем Sc или St) градиент в приземном слое при теплой адвекции гораздо меньше, чем при холодной.

Распределение температур в облаке может быть двух родов:

А) либо наличие более или менее однородный градиент, близкий к влажноадиабатическому (строки 3—6, табл. 48);

Б) либо в верхней части облачного слоя имеется тонкий слой инверсии — облако как бы вклинивается в находящуюся над ним основную инверсию (строки 7—10, табл. 48).

В случае «А» градиент в облаке немного меньше влажноадиабатического зимой и весной, вероятно, опять-таки в результате трансформации теплого воздуха. Летом и осенью, наоборот, градиент несколько больше адиабатического.

В случае «Б» возникает инверсия в облаке. Она наблюдается примерно в 30% всех случаев. Мощность слоя инверсии невелика и равна в среднем 0,13 км зимой и 0,15 км летом, а отрицательный градиент в ней больше зимой, в среднем $3,3^{\circ}/100$ м, и меньше летом, $0,74^{\circ}/100$ м. Наибольшую повторяемость имеет мощность 0,10 км. Вероятно, верхняя часть облака после его возникновения постепенно охлаждается, так как оно имеет всегда отрицательный радиационный баланс даже в летний день. В результате стратификация температуры в облаке и непосредственно над ним меняется. Вначале она характеризуется кривой А (рис. 79). Благодаря указанному понижению температуры облако растет (распространяется) вверх, как бы вклиниваясь в находящуюся над ним инверсию (кривая Б). Этот процесс, вероятно, ин-

тенсивнее зимой, а летом длительность жизни облаков такого типа короче и процесс реже доходит до стадии «Б». Легко видеть, что в стадии «А» средний градиент температуры в верхнем слое облака повышен и, учитывая данные табл. 48, больше влажно-адиабатического. Таким образом, излучение может создавать в верхней части облака повышенные градиенты, т. е. неустойчивость. Может быть, именно благодаря ей верхняя поверхность Sc и St часто имеет кучевообразный вид (рис. 80), хотя внутри, например St, конвекции может и не быть.

Таблица 48

Характеристики температуры и мощности облачных слоев Sc—St

Москва, 1951—1954 гг.

Элементы	Декабрь — февраль	Март — май	Июнь — август	Сентябрь — ноябрь	Год
Градиент под облаками (град/100 м)	0,69	0,80	0,77	0,76	0,76
Температура на нижней границе (град.)	-9,0	-5,0	+3,5	-0,8	-2,8
Градиент температуры в облаках без инверсии γ	0,66	0,62	0,65	0,71	0,66
Влажноадиабатический градиент γ_{aw} при средней температуре облака	0,72	0,72	0,62	0,67	0,68
Разница $\gamma - \gamma_{aw}$	-0,06	-0,10	+0,03	+0,04	-0,02
Температура на верхней границе (град.)	-10,0	-6,9	+1,2	-3,1	-4,7

А. В случае отсутствия инверсии в верхней части облака

Первый слой над облаком:					
мощность	0,227	0,263	0,315	0,230	0,259
градиент	-2,33	-0,56	-0,45	-1,25	-1,15
Второй слой над облаком:					
мощность	0,63	0,74	0,69	0,59	0,66
градиент	-0,05	+0,29	+0,34	+0,11	+0,17
Общее число случаев в сезоне	173	95	51	182	501

Б. В случае наличия инверсии в верхней части облака

Мощность инверсии (км)	0,126	0,134	0,149	0,147	0,139
Градиент в инверсии в облаке (град/100 м)	-3,30	-1,74	-0,74	-2,05	-1,94
Мощность слоя инверсии над облаками	0,31	0,27	0,39	0,36	0,33
Градиент над облаками	-0,35	-0,13	+0,20	-0,84	-0,28

Недавно Е. М. Фейгельсон [210] рассчитала теоретически величину радиационного охлаждения облака, показав, что оно охватывает верхний слой примерно в 0,1 км. Это хорошо согласуется с приведенными данными (табл. 48) о мощности инверсии в облаках.

Представление о влиянии излучения на развитие облака вверх родственно упомянутой ранее идее Мала (§ 34, стр. 206)

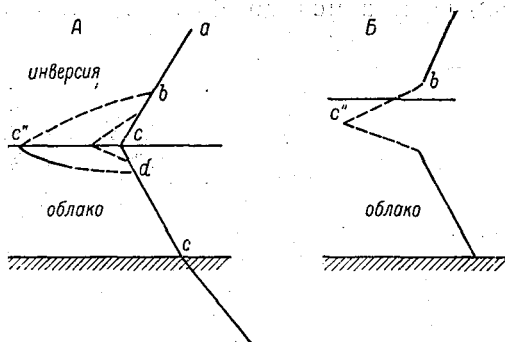


Рис. 79. Изменение стратификации в верхней части облачного слоя со временем под действием излучения.

о возникновении облаков при охлаждении слоев дымки. Возможно только, что этот процесс не является первичным, как считал Мал.

Таблица 49

Распределение влажности в 1951—1953 гг.

Повторяемость ($0/0$) значений разницы $\Delta q = q_{вг} - q_{вн}$

Повторяемость Δq . . .	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
Положительные	14	14	13	28	12	14	8	7	9	0
Отрицательные		24	8	8	8	5	8	4	4	5
Повторяемость Δq . . .	1,0	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,7	2,3	2,6	3,0
Положительные	3	1	7	2	1	2	0	0	0	1
Отрицательные	1	1	0	1	1	2	2	1	1	0

Примечание. $q_{вн}$ — удельная влажность у вершины инверсии, $q_{вг}$ — то же у верхней границы облака.

Над облаком, в особенности над одиночными облачными слоями, чаще всего имеется инверсия. В случае «А», когда нет инверсии в самом облаке, над ним имеется сравнительно тонкий

слой (0,23—0,32 км) со значительным инверсионным градиентом, равным $-2,3^{\circ}/100$ м зимой и $-0,45^{\circ}/100$ м летом, вероятно, соответствующий слою *bc* на рис. 79А. Выше его располагается следующий более мощный слой либо со слабой инверсией, либо чаще всего с малым положительным градиентом. Это, вероятно, и есть основной задерживающий слой, создающий облако.

Если в облаке имеется инверсия (случай «Б»), то над ним находится сравнительно слабый задерживающий слой с градиентами от $-0,35^{\circ}/100$ м зимой до $+0,20^{\circ}/100$ м летом, соответ-



Рис. 80. Вид верхней поверхности облаков St.

ствующий второму слою предыдущего случая. Сравнивая варианты «А» и «Б» в табл. 48, а также кривые на рис. 79А и Б, мы обнаруживаем значительную аналогию между ними. Очевидно, что в более поздней стадии «Б» облако благодаря дальнейшей конденсации уже успело распространиться вверх, в зону инверсии.

§ 37. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВЛАЖНОСТИ

Детальный анализ влажности в облаках труден из-за малой точности гигрометра и его большой инерции (даже при самолетных наблюдениях). Обычно допускают, что в облаке влажность равна 100%, ибо надежных измерений пересыщения до сих пор почти нет.

В подоблачном слое чаще всего удельная влажность несколько убывает с высотой. Как показали К. Г. Абрамович и

А. Х. Хргиан [1], при адвекции холода градиент удельной влажности под облаком γ_q обычно положителен (в 87% случаев), т. е. влажность убывает с высотой, а при адвекции тепла и в случаях без адвекции чаще всего $\gamma_q < 0$. В общем в 47% случаев $\gamma_q \leq 0$ и средней γ_q близок 0. Очевидно, что испарение с поверхности земли (в дни с облаками) имеет заметную величину лишь при холодной адвекции и что в среднем оно очень мало. Этот вывод важен для теории образования слоистых облаков, так как определяет одно из крайевых условий соответствующей задачи о диффузии водяного пара. В облаках в 80% случаев удельная влажность с высотой убывает (при любой адвекции) и градиенты более 0,1 г/кг на 100 м наблюдаются в 24% случаев. Рост q с высотой ($\gamma_q < 0$) может наблюдаться лишь при инверсиях в облаке.

Процессы, происходящие близ верхней поверхности облаков, дали повод ко многим спорам. Так, например, в 1941 г. П. А. Молчанов [133] и Е. А. Кропотов [91] утверждали, что при теплом вторжении при образовании под инверсиями «сплошной облачности» происходит турбулентная диффузия водяного пара из слоя инверсии вниз в слой с более низкой температурой, способствуя там образованию облаков. Позднее, в 1946 г., Е. Г. Зак [68] возражала против этого взгляда, доказывая, что перенос пара идет снизу вверх.

Мы рассчитали в 1957 г. для 220 случаев подынверсионных облаков за 1951—1953 гг. разность Δq у верхней поверхности облака и у вершины инверсии. В 122 случаях (см. табл. 49) было $\Delta q > 0$, т. е. диффузия шла из слоя облаков вверх в слой инверсии, в 84 случаях $\Delta q < 0$. В среднем оказалось $\Delta q = +0,09$ г/кг. В работе К. Г. Абрамович и А. Х. Хргиана было найдено аналогичное соотношение между повторяемостью положительных и отрицательных градиентов q . Наибольшее убывание q с высотой оказалось при холодной адвекции, вероятно, из-за развития сильных нисходящих движений после холодного вторжения. При теплой адвекции средний γ_q оказался близок 0. Случаи существенного возрастания q с высотой были редки.

Следует отметить, что обмен влагой между облачным слоем и инверсией над ним незначителен как из-за малости γ_q , так и из-за ослабления турбулентности в инверсии. Характер верхней поверхности облаков Sc или St обычно ясно говорит об отсутствии турбулентного обмена с инверсией. Случаи, когда отдельные конвекционные токи пробивают инверсию, всегда легко отличить, выделить, но они уже относятся к образованию облаков вертикального развития.

§ 38. МИКРОСТРУКТУРА ОБЛАКОВ Sc—St

Поскольку общие сведения о микроструктуре были приведены выше, в гл. II, мы скажем здесь лишь вкратце об особенностях слоистообразных облаков. Это по большей части капель-

ные облака. В табл. 50 приведены, по А. М. Боровикову [19], температуры в слоистообразных облаках, наблюдавшихся в районе Москвы. При этом видно, что подынверсионные облака гораздо холоднее облаков без инверсии: по-видимому, последние — чаще всего лишь элементы больших многослойных облачных систем, например теплого фронта.

Таблица 50

Температура на нижней и верхней границах облаков Sc — St

Облака	Граница	Весна	Лето	Осень	Зима	Год
Sc под инверсией	Нижняя	-6,7	6,7	-1,7	-9,6	-2,8
	Верхняя	-8,5	4,2	-3,4	-10,3	-4,5
Sc без инверсии	Нижняя	-2,4	7,9	1,8	-7,8	-0,1
	Верхняя	-4,7	5,2	0,7	-10,5	-2,3
St	Нижняя	-1,4		-1,1	-9,0	-3,8
	Верхняя	-2,1		-2,8	-9,7	-5,2

Наличие переохлажденных капель часто вызывает в Sc и St обледенение самолетов. Так, Пеплер в своей работе «Переохлажденные облака» [524] в 1940 г. выделил специально группу случаев сильного обледенения в типичных зимних слоистых или низких слоисто-кучевых облаках. Большею частью это были облака антициклонального типа — такие, над которыми была сухая инверсия или безоблачное небо и которые не дают ни осадков, ни полос падения. Пеплер, а также Хаурт и Мейсон [481] указывают, что в этих облаках температуры почти никогда не бывают ниже -12° , т. е. не достигают предела, при котором начинается более интенсивный переход в ледяную фазу. И. Г. Пчелко [176] в 1957 г. также отметил, что наибольшее количество случаев обледенения (68%) приходится на облака St, и объяснил это тем, что эти облака являются преимущественно капельными и их влагосодержание велико (оно не уменьшается из-за образования осадков).

По-видимому, тонкие слоистые облака St являются наиболее мелкокапельными из всех облаков (см. также гл. II). Этот вывод хорошо иллюстрируют St, наблюдавшиеся в районе Москвы 27/X 1948 г. [21], когда в облаках (см. табл. 51), в особенности в первый период их развития, наблюдалось очень много мелких капель. Типичные спектры, наблюдавшиеся в этот день при полете аэростата Ю. А. Гильгнером, показали, что вначале внизу капли были весьма мелкие ($r=2-3\mu$) и их спектр был более монохроматичен, а со временем, особенно вверху слоя, капли укрупнились и их спектр растянулся в сторону больших размеров. Эти различия, по-видимому, увеличиваются с мощностью

облака. По Клайну и Уокеру, средний объемный радиус капель St равен 6 м, а по Фрису [369], — 7 м. Нейбургер нашел величину модального радиуса в St в Калифорнии, равную 7 м.

Таблица 51

Повторяемость капель различных радиусов (‰) 27/X 1948 г.

Высота (м)	Время (ч. м.)	r м											Число измерен- ных капель
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	
300	13 30	0,1	32,3	34,5	13,2	12,2	4,0	1,9	1,1	0,3	0,2	0,1	3147
330	13 34	0,9	18,8	24,5	18,4	16,0	6,3	6,4	4,1	2,0	1,8	0,8	3485
300	16 19		1,5	6,9	16,6	19,5	19,7	11,9	8,8	6,5	3,8	4,8	477
400	16 13		2,4	8,7	18,5	15,2	21,0	12,8	6,8	6,7	7,9	2899	

На рис. 27 в гл. II было представлено распределение модальных радиусов (кружки) и средних радиусов (черные кружки) в слоисто-кучевом облаке мощностью до 630 м, наблюдаемых А. М. Боровиковым и А. А. Решиковой при длительном (около 22 час.) полете двух аэростатов 14—15/X 1957 г. Несмотря на некоторый разброс точек, видно, что радиус быстро возрастает от нижней границы до середины облака и далее остается почти постоянным.

Как уже было показано в гл. II, слоистообразные облака отличаются наибольшей водностью. Величина W достигает в капельных облаках Sc в среднем 0,19 г/м³, в St 0,18, а в смешанных соответственно 0,14 и 0,08. Заметим, что смешанные Sc наблюдаются редко, а ледяные St были встречены при упомянутых наблюдениях всего один раз. Наиболее часто повторяющаяся водность в тех и других — от 0,05 до 0,10 г/м³, а максимальное значение водности было 0,63 в Sc и 0,35 в St. Последние в общем оказываются менее водными, чем слоисто-кучевые. Возможно, что это связано с несколько более интенсивным и частым выпадением осадков из St или с меньшей средней мощностью исследованных St.

§ 39. ОСАДКИ ИЗ СЛОИСТООБРАЗНЫХ ОБЛАКОВ

Слоистообразные облака имеют незначительную мощность, восходящие токи в них медленны и проходят сравнительно небольшой путь, и поэтому процесс конденсации и осадки из них малоинтенсивны. Внутри слоистообразных облаков из-за сравнительно высокой температуры зарождается очень мало кристаллов, и поэтому образование снежинок или более крупных капель дождя в них маловероятно. Результаты наблюдений Хаурорта и

Мейсона [481] о Олдергроуе в 1942—1944 гг., опубликованные в 1952 г., показали, что дождь или снег выпадает из облаков мощностью не менее 1000 м и что осадки из облаков, находящихся выше 450 м, обычно не достигают земли.

В 1948 г. П. Джордж [376] отметил, что в Индии мощные St, например, в муссонный сезон дают некоторое количество «проходящей» мороси, иногда довольно сильной. Так, 25/XI 1944 г. слой St, появившийся над Бангалором рано утром, сохранялся весь день и следующую ночь, давая сильную морось с перерывами. Самолетный подъем подтвердил, что налицо были только облака St с основанием ниже 1000 фут. (300 м) и мощностью 2000—3000 фут. (600—900 м).

Еще несколько ранее В. Д. Решетов [182] наблюдал со свободного аэростата 4—5/III 1941 г. St в теплой и устойчиво стратифицированной массе, в которой тем не менее была заметна значительная турбулентность при больших вертикальных градиентах ветра. При этом «вначале... в облаках (их нижняя граница была на высоте 200 м) наблюдалось падение очень тонкой мороси. Аэростат, стропы и все предметы в корзине сильно намокли... Морось усиливалась на высоте 480 м над землей. Когда аэростат поднялся на 630 м, падали редкие небольшие снежинки диаметром не более 0,5 мм. Это были рыхлые аморфные образования, вероятно, сильно обзерненные мелкие снежинки». Позднее, «... около 21 ч. 30 м. пошел вдруг сильный снег ливневого характера... выпадавшие снежинки представляли собой бесформенные рыхлые комки снега диаметром 3—4 мм». Днем позднее, 6/III 1941 г., Н. З. Пинус и Н. П. Коноплев наблюдали в облаках Sc на высоте 950—1250 м крупинки и изредка прерывистый снег, то усиливавшийся, то совсем прекращавшийся. При этом выпадали мелкие кристаллики — столбики.

По-видимому, главный механизм образования осадков в St и Sc — это слияние капель после того, как в облаке появятся капли радиусом более 20—25 μ . При падении они быстро собирают другие капли и растут, образуя морось.

Мейсон [476] считает, что в St и Sc до большой величины могут вырасти те капли, которые в процессе турбулентного беспорядочного блуждания долго остаются в облаке. Если, например, среднее время пребывания капель в облаке составляет 1000 сек., то 0,6% из числа капель пробудет в нем дольше 6000 сек. и 0,01% — дольше 10 000 сек., что, вероятно, достаточно для того, чтобы такая капля могла вырасти в каплю мороси радиусом порядка 100 μ . Таким образом, проходит 2—4 часа, прежде чем облако начнет моросить. При уже упомянутом полете 27/X 1948 г. действительно наблюдатели летели в облаке около 3 час., прежде чем была замечена морось.

Ниже основания облака капли мороси благодаря испарению уменьшаются в размерах, например при влажности 80% уменьшаются с $r=280 \mu$ до $r=100 \mu$ на протяжении 1000 м падения.

Характер и интенсивность турбулентности в слоистообразных облаках до сих пор изучены недостаточно. Первую попытку количественной оценки ее роли сделал П. А. Молчанов [154] в 1941 г. Приняв, что турбулентность развивается при числах Ричардсона $Ri \leq 1$, он ввел понятие о «термическом эквиваленте градиента ветра»

$$\gamma_{\text{эк}} = \frac{\frac{T}{g}}{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2}$$

и предложил считать слой атмосферы неустойчивым, если $\gamma + \gamma_{\text{эк}} > \gamma_a$, где γ_a — адиабатический (влажноадиабатический) градиент. Такого рода неустойчивость, по Молчанову, способствует росту мощности облачного слоя.

В работах Петерсена 1938—1940 гг. принималось, что в перемешиваемом формирующем слое устанавливается адиабатический градиент, хотя очевидно, что градиент должен зависеть от расхода энергии ветра на перемешивание. В 1952 г. Крафт рассмотрел результаты 10 000 наблюдений высоты потолка облаков в США (при всех формах облаков) и показал, что $H = 1,62\Delta\tau$, где H — высота в сотнях метров, а $\Delta\tau$ — дефицит точки росы, в то время как при адиабатическом градиенте $H \approx 1,22\Delta\tau$.

В 1956 г. Е. С. Селезнева [197] нашла, что высота внутримассовых St характеризуется достаточно точно формулой $H = 2,08\Delta\tau$, построенной в предположении, что существует равновесный градиент, согласно М. И. Будыко и М. И. Юдину, равный $\gamma_0 = 0,64^\circ/100$ м. Эта величина близка к найденному выше (§ 36) среднему градиенту температуры в подоблачном слое по нашим данным 1951—1954 гг.

Некоторые количественные характеристики турбулентности атмосферы в дни с St и Sc имеются в работе М. П. Чуриновой [241] и в работе Л. Т. Матвеева и В. С. Кожарина [141]. Они показали, что над облачным слоем число Ri всегда велико, т. е. устойчивость велика (см. табл. 52). Ri уменьшается в облаках и под ними, в особенности под слоистыми облаками. Внутри облачного слоя Sc меньше, т. е. турбулентность больше, чем в St (в особенности в теплое время года и в низких слоях). Число Ri при облаках больше, чем в безоблачные дни.

М. П. Чуринова рассчитала также величины коэффициента турбулентности (в слое механического перемешивания до уровня геострофического ветра), приведенные в табл. 53.

В работе К. Г. Абрамович и А. Х. Хргиана [1] вопрос об устойчивости слоев был рассмотрен несколько подробнее: оказалось, что над облаками в 54% случаев Ri было больше 4 и лишь в 21% случаев меньше 1. Под облаками же в 73% слу-

чаев Ri было меньше 1 (т. е. преобладала неустойчивость в смысле, принятом Молчановым), а в облаках — в 62%. Найденные Чуриновой и Матвеевым закономерности выступили, таким образом, еще рельефнее. При адвекции тепла, например при процессе стабилизации тепловой массы, число Ri под облаками наибольшее и достигает непосредственно под ними 5,8; при холодной адвекции оно меньше (5,0). Над облаками, наоборот, теплая адвекция уменьшает Ri , возможно, в согласии с указанным Решетовым эффектом роста градиентов температуры, вызванным правым поворотом ветра с высотой.

Таблица 52

Облака	Число Ричардсона			Градиент температуры (град/100 м)	
	под облаками	в облаках	над облаками	под облаками	в облаках
Однослойные St	0,3	2,4	7,0		
Sc	1,2	0,7	13,5		
Все St				0,58	0,14
" Sc	1,2	1,3	6,2	0,57	0,48

Уменьшение турбулентности со временем в формирующем слое часто приводит к снижению облаков до земли. Вероятно, радиационное охлаждение всего слоя ведет при этом к конденсации пара во всей его толще.

Таблица 53

Коэффициент турбулентности K м²/сек.

	Холодная половина года				Теплая половина года
	St	Sc	Ns	безоблачно	Sc
Коэффициент турбулентности	21,2	20,9	18,3	17,8	28,2
Число наблюдений	28	111	43	56	25

Определенное влияние на развитие слоистообразных облаков могут оказывать общие упорядоченные вертикальные движения в формирующем слое и над ним. С нисходящим движением связано, например, снижение инверсии: когда она опустится ниже уровня конденсации, то, например, облака Sc могут исчезнуть на огромном пространстве почти одновременно. Аналогично при восходящих движениях и подъеме инверсии небольшое понижение температуры может создать облака.

В работе [1] была подсчитана средняя скорость вертикальных общих движений на высотах 300, 600 и 1000 м для случаев

с низкой облачностью. При отсутствии сильной адвекции, вдали от фронтов скорости оказались незначительными, не превышали 12—15 мб за 12 час., т. е. составляли около 0,3 см/сек. Хотя в общем преобладали восходящие движения, их средняя величина была очень мала — около 5 мб/час ($\approx 0,1$ см/сек.) на уровне 1000 мб. Тем не менее они, вероятно, способствуют сохранению облаков (из 38 случаев сохранения облаков 66% относились к наличию восходящих движений), а нисходящие — к размыванию их (в 86% случаев).

§ 41. ФОРМА НИЖНЕЙ И ВЕРХНЕЙ ПОВЕРХНОСТЕЙ СЛОИСТООБРАЗНЫХ ОБЛАКОВ

Нижняя поверхность облаков Sc—St не всегда бывает ровной и плотной. Она часто неровная и даже клочковатая, со свисающими большими или меньшими клочьями, хорошо видными, например, на фоне удаленных холмов (см. фото № 68 Международного атласа облаков 1933 г. или № 72 Руководства для определения облачных форм (ГГО) [188]). Эти обрывки облаков говорят о наличии беспорядочных движений в облаке и под ним. Рисунок 78 а дает пример, когда эти обрывки достигали размеров 100—200 м. Отдельные турбулентные элементы, вырвавшиеся из облака в ниже лежащий слой, будут существовать там, очевидно, тем дольше, чем они крупнее.

Изорванная и размытая нижняя граница облаков связана с заметным ухудшением видимости под ними. Как показали А. А. Решикова и З. В. Тонкова [185], дальность видимости у земли уменьшается, если высота облаков меньше 150 м (табл. 54). Таков, вероятно, порядок величины более крупных выбросов из St.

Таблица 54

Повторяемость (%) высот облаков при различных градациях видимости

H м	Дальность видимости (км)					
	1—2,5	4—6	10	1—2,5	4—6	10
	St			Sc		
≤50	3,1					
51—100	53,1	11,0	2,5		4,0	2,4
101—150	25,0	41,7	29,4			4,0
151—200	12,5	24,2	38,8	66,7	8,0	3,2
201—300	3,1	19,8	22,9		12,0	29,2
301—400	3,1	3,3	6,4	33,3	76,0	51,2

Таблица 55 показывает, что при St и Ns имеется прямая зависимость между дальностью видимости и высотой, а под Sc такой зависимости нет. Даже низкие Sc не ухудшают видимость. Это подчеркивает важное различие внутренней структуры St и Sc — отличие турбулентности в St от упорядоченной конвекции в Sc (см. § 44—45).

Таблица 55

Средняя высота облаков (м) при различных градациях видимости

Дальность видимости (км)	1—2,5	4—6	10
St (район Москвы)	113	163	188
St (Архангельск)	118	152	185
Ns — Frnb	165	210	223
Sc	250	300	287

Можно привести такой расчет. При водности облака $0,22 \text{ г/м}^3$ выброшенная из него вниз масса должна нагреться на $0,39^\circ$ при начальной температуре $+5^\circ$ и на $0,75^\circ$ при -5° для того, чтобы все капли испарились. Для этого соответственно нужно адиабатическое опускание на 69 и 107 м. При частичном смешении с более сухим окружающим воздухом видимые выбросы будут еще меньше. Выпадающие из St капли мороси будут ухудшать видимость и ниже указанного предела опускания облачных обрывков. Это объясняет наблюдаемое Решиковой и Тонковой ухудшение видимости до 200 м под облаком. Из этих рассуждений видно также, что даже малые пульсации температуры (порядка $0,5^\circ$) могут вызывать существенные изменения плотности облаков.

Формы верхней поверхности облаков Sc—St исследованы еще очень мало. Лишь в 1957 г. в советском «Атласе облаков» была предложена в виде опыта классификация этих форм на а) ровную, б) слабоволнистую, в) слабохолмистую, г) волнистую, д) холмистую, е) крупноволнистую, ж) крупнохолмистую и з) неровную. Наблюдения, собранные А. Ф. Неповитовой за 1957—1958 гг. (исключая летние месяцы 1957 г.), показали, что облака, находящиеся под другим облачным слоем, имеют чаще всего ровную (92 случая из 204) или слабоволнистую, или слабохолмистую поверхность (31 случай). Одиночные облачные слои под сильной инверсией ($\gamma < -1,00^\circ$) также бывают часто ровными (30 случаев из 69). Безинверсионные облака сравнительно редко бывают ровными (13 случаев из 75) и среди них часты (47 случаев) развитые формы рельефа. Последние, наоборот, редки при сильной инверсии.

На рис. 81 представлена, по данным А. Ф. Неповитовой, связь среднего градиента температуры, измеренного в верхней части слоя Sc, с формой верхней поверхности облаков. При этом кривая А относится к облакам без инверсии, кривая Б — к облакам

под сильной инверсией, когда градиенты в облаке наибольшие, кривая *B* — к облакам под слоем других облаков, когда средние градиенты наименьшие. Во всех случаях градиент γ в облаке тем больше, чем выше степень неровности поверхности облака.

Своеобразной и важной разновидностью слоистообразных облаков являются разорванные слоистые облака — *St fr.* или разорванно-дождевые — *Fgnb.* Они располагаются под поверхностью фронта, чаще всего теплого, но иногда также и под *Sb* холодного фронта, т. е. являются также подинверсионными облаками. Их возникновению содействует как увлажнение воздуха испаряющимися частицами осадков, так и падение давления перед фронтом. Падение это [см. уравнение (42.1)] наибольшее в нижнем слое, где ветер сильнее всего отклоняется от градиентного и воздух втекает в область пониженного давления. Эти облака имеют характер обрывков, разбросанных и разрозненных там, где поверхность фронта располагается высоко, и уплотняющихся и сливающихся вместе при снижении последней. Они типичны для фронтов, дающих осадки.

Структуру и происхождение подфронтальных облаков изучила подробно Т. А. Цитович в 1955 г. в ЦАО, используя самолетные подъемы и полеты на аэростатах. Она показала, что холодный подфронтальный воздух отличается при этом устойчивостью (в 81% случаев в нем были инверсии или слои с градиентом менее $0,2^\circ/100$ м), повышенным влагосодержанием и значительной турбулентностью (при $Ri < 3$). Выпадение умеренных осадков (3—5 мм/час) в течение 2—4 час. приводит подфронтальный воздух в состояние, близкое к насыщению.

При малом наклоне фронтальной поверхности подфронтальные *St fr.* бывают развиты слабо или вовсе отсутствуют. Наобо-

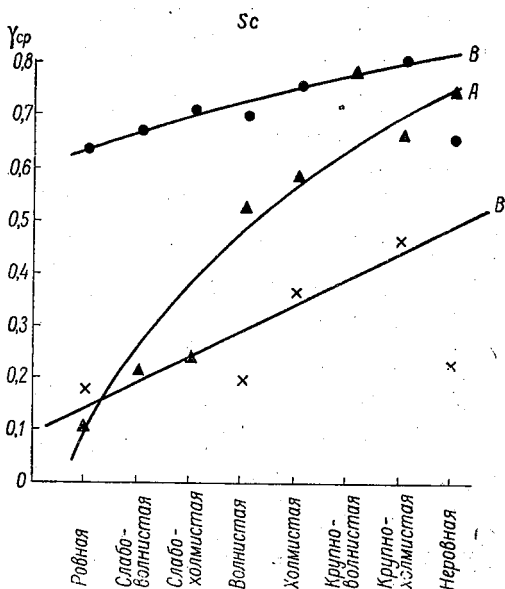


Рис. 81. Связь формы верхней поверхности облаков с градиентом температуры над верхней границей облачного слоя.

A — облака под слоем других облаков (облака *C*, *Cs* и *Cc* не считались за «другой слой»), *B* — облака под слоем сильной инверсии, *B* — облака без инверсии над их верхней границей (по А. Ф. Неловитовой).

рот, при разрушении фронта (например, при заполнении циклона) подфронтальные облака сохраняются длительное время и даже «переживают» основную систему облаков.

§ 42. АДВЕКЦИЯ ТЕПЛОГО ВОЗДУХА

В образовании и разрушении облачных слоев большую роль играет процесс адвекции — переноса воздушных масс из одних географических областей в другие, при котором изменение подстилающей поверхности, излучение, испарение и т. д., ведут к изменению температуры и влажности. Индивидуальное изменение температуры движущейся частицы воздуха $\frac{dT}{dt}$ можно записать в виде

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} - \gamma w = -\gamma_a w + \frac{\gamma_a}{g\rho_a} \left[\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} \right] + \frac{1}{c_p \rho_a} (\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3), \quad (42.1)$$

где $\frac{\partial T}{\partial t}$ — локальное изменение температуры, u , v и w — составляющие скорости, γ — вертикальный градиент температуры, γ_a — адиабатический градиент, ε_1 — приток тепла на единицу объема за счет турбулентной теплопроводности, ε_2 — то же за счет скрытой теплоты конденсации, ε_3 — то же за счет излучения, а член в круглых скобках — индивидуальное изменение давления. При малых горизонтальных градиентах температуры $\varepsilon_1 = \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial T}{\partial z} \right)$, где K — коэффициент турбулентности. Член ε_2 при восходящих движениях (или при нисходящих до уровня испарения капель или кристаллов) можно учесть, подставляя вместо γ влажноадиабатический градиент $\gamma_{ав}$, а дивергенция излучения равна $\varepsilon_3 = (R_v - R_n) \Delta z$, где R_v и R_n соответственно потоки радиации на верхней и нижней границе слоя толщиной Δz . Как показала Е. М. Фейгельсон, член ε_3 в облаке играет некоторую роль лишь в слоях толщины порядка 100 м близ его нижней и верхней границ.

Одновременно можно написать уравнение переноса для удельной влажности q (при отсутствии боковой диффузии)

$$\frac{\partial q}{\partial t} + u \frac{\partial q}{\partial x} + v \frac{\partial q}{\partial y} + w \frac{\partial q}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial q}{\partial z} \right), \quad (42.2)$$

¹ Точнее, $\varepsilon_1 = \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} K \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \gamma_a \right)$, где θ — потенциальная температура. Однако член $\frac{\gamma_a \partial K}{\partial z}$ относительно мал в приземных слоях, где $\frac{\partial T}{\partial z}$ велико, и мал в более высоких, где мало $\frac{\partial K}{\partial z}$.

где D — коэффициент диффузии (молекулярной или турбулентной). При наличии процессов конденсации или испарения следует ввести понятие об общем влагосодержании $Q = q + \frac{W}{\rho_a}$, где W — водность капельного или кристаллического облака. Тогда

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + u \frac{\partial Q}{\partial x} + v \frac{\partial Q}{\partial y} + w \frac{\partial Q}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial Q}{\partial z} \right) + \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial}{\partial z} (WV), \quad (42.2')$$

где v — скорость падения частиц.

Следует различать две постановки вопроса. Если мы следим за судьбой отдельной частицы, т. е. рассматриваем $\frac{dT}{dt}$, то основным фактором образования облаков будет адиабатическое охлаждение в восходящих потоках [член $-\gamma_a w$ в (42.1)] и неадиабатические эффекты турбулентности и излучения. По-видимому, эффект втекания в область низкого давления $\left(\frac{dp}{dt} < 0 \right)$ играет второстепенную роль.

Если же мы наблюдаем локальные изменения температуры $\frac{\partial T}{\partial t}$, то должны прибавить к ним адвективные члены $u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y}$, чтобы вычислить $\frac{dT}{dt}$, управляющее процессом трансформации и конденсации. Другими словами, если мы проследим траекторию частицы «назад» и изменение ее температуры ΔT за это время, то мы оценим, таким образом, неадвективные эффекты, ведущие, в частности, к образованию облаков и осадков. Таков в данном случае смысл выражения «теплая адвекция».

Можно напомнить рассмотренный А. М. Боровиковым и А. Х. Хргианом [21] наглядный пример адвекции теплого морского воздуха, пришедшего в Москву 27/X 1948 г. (рис. 82) из субтропического района Атлантики. Там 25/X 1948 г. температура у земли была 16° и затем по пути постепенно понижалась до 2° , наблюдавшихся в Москве 27/X. На уровне 850 мб по пути от Лиссабона до Москвы температура упала всего на 3° , т. е. большое охлаждение охватило лишь самый нижний слой атмосферы. По-видимому, инверсия на высоте 0,4–0,6 км ограничивала турбулентное охлаждение лишь тонким нижним слоем атмосферы. Отметим, что над Лиссабоном воздушная масса от земли до уровня 500 мб имела почти одинаковую эквивалентно-потенциальную температуру $\Theta' = 41^\circ$, над Москвой на уровне 500 мб она равнялась 41° , а у земли — только 13° . Это дает меру неадиабатического охлаждения воздуха у земли. Начиная при-

мерно от Минска, в теплом воздухе появились туманы, сопровождавшие его при движении на восток. Аэростат стартовал из Москвы в 13 ч. 13 м. в тумане (с дальностью видимости $L=50$ м), на высоте переходившем в плотные St. Верхняя граница St (над которой ярко светило солнце) находилась на высоте 450 м. Значение L при этом увеличилось с 34-м на высоте 300 м до 51 м на высоте 420 м. Наблюдатели на аэростате, летевшие с

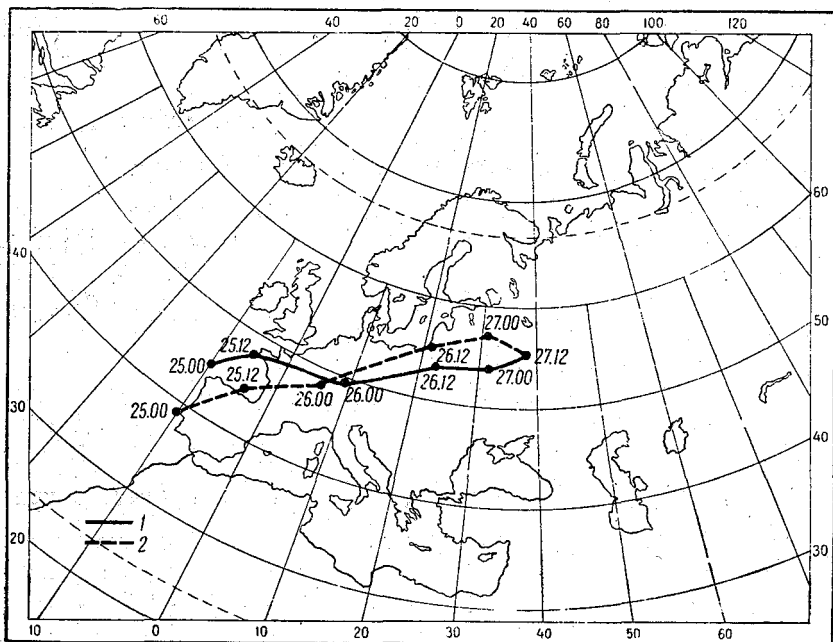


Рис. 82. Траектории воздушных масс, пришедших в Москву 27/X 1948 г. на уровне 700 мб (1) и на уровне 500 мб (2). Траектории даны для периода 25—27/X 1948 г.

движущейся воздушной массой, отметили постепенное разрежение облаков. К 16 ч. 45 м. L увеличилась до 43 м на высоте 200 м, до 55-м на 330 м и до 63-м на 420 м. Когда аэростат совершал посадку в 17 ч. 17 м. в 118 км к северо-северо-востоку от места старта, L возросла до 150 м и начала выпадать морось, хотя вначале облака были весьма мелкокапельными (см. § 38). Еще через 1½ часа туман приподнялся от поверхности земли и видимость у последней, таким образом, увеличилась до 1,2—1,5 км.

Этот пример хорошо описывает условия образования St при вторжении теплой воздушной массы.

§ 43. НЕКОТОРЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СООБРАЖЕНИЯ О ТРАНСФОРМАЦИИ ВЛАЖНОСТИ

Процесс трансформации влажности в ограниченном слое мощностью H подробно теоретически рассмотрен Л. Т. Матвеевым и В. С. Кожариным [140], [141]. Обозначая через u скорость адвекции, через $q(z)$ распределение удельной влажности в начальный момент, можно свести обычное уравнение турбулентной диффузии с учетом адвекции

$$\frac{\partial q}{\partial t} + u \frac{\partial q}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial q}{\partial z} \right)$$

путем замены $\xi' = x + ut$ к виду

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial q}{\partial z} \right). \quad (43.1)$$

При этом весьма важен вопрос о краевых условиях задачи. Обозначая через S величину потока водяного пара, равную $S = -D\rho_a \frac{\partial q}{\partial z}$, авторы приняли, что у земли при $z=0$ $S = \beta_1 (q - q_1)$ или

$$\left(\frac{\partial q}{\partial z} \right)_{z=0} = \beta' (q - q_1), \quad (43.2)$$

где q_1 — влажность (постоянная) на некотором уровне z_1 , например на уровне метеорологической будки. Уравнение (43.2) описывает процесс испарения со скоростью, пропорциональной дефициту удельной влажности $(q - q_1)$, например испарения с увлажненной почвы или поверхности моря. На верхней границе формирующего слоя при $z=H$ принимается, что

$$S_H = \beta_2 (q - q_\infty) \quad \text{или} \quad \left(\frac{\partial q}{\partial z} \right)_{z=H} = \beta'' (q - q_\infty) \quad (43.2')$$

— условие, описывающее влагообмен между облаком и слоем инверсии над ним, в котором влажность равна q_∞ . Тогда решение (43.1) имеет вид

$$q(z, t) = C_1 + C_2 z + \sum_{n=1}^{\infty} D_n e^{-D\lambda_n^2 t} \left[\cos \lambda_n (z - H) - \frac{\beta''}{\lambda_n} \sin \lambda_n (z - H) \right]. \quad (43.3)$$

Постоянные D_n , C_1 и C_2 можно найти из начальных и граничных условий (43.2) — (43.2'). C_1 и C_2 характеризуют линейное распределение, к которому q стремится при $t \rightarrow \infty$. Собственные значения λ_n вычисляются из уравнения $(\lambda_n^2 + \beta'\beta'') \operatorname{tg} \lambda_n H + \lambda_n (\beta' - \beta'') = 0$. Они возрастают с n , и поэтому очень быстро

(за время порядка 1 часа) члены с $n \geq 2$ затухают, сводя сумму Σ к одному первому члену.

Авторы рассматривают примеры как подынверсионных ($H = 1$ км), так и фронтальных облаков, ограниченных сверху тропопаузой ($H = 10$ км). В первом случае время установления τ мало, порядка 0,07 суток, т. е. можно в рамках разобранной задачи о трансформации влажности считать слоисто-кучевые и

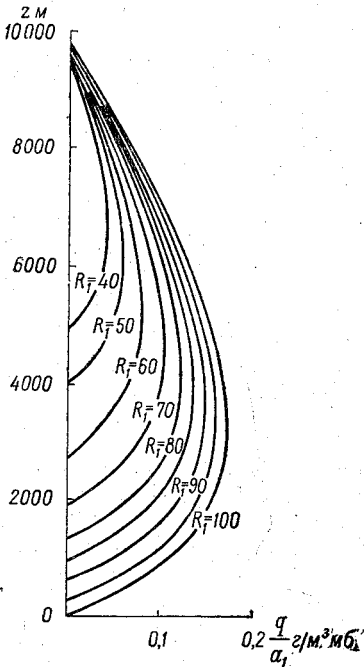


Рис. 83. Пример рассчитанного распределения водности в облаках $N_s - A_s$ и его изменений со временем (по Л. Т. Матвееву и В. С. Кожарину).

R_f — пропорционально времени.

слоистые облака близкими к равновесию. Рассчитанные по (43.3) высоты облаков хорошо совпадают с наблюдаемыми, с коэффициентом корреляции 0,87.

Заметим, кстати, что для фронтальных облаков τ составляет около 70 суток и равновесное распределение влажности в них практически не достигается. На рис. 83 приведен пример распределения водности в облаке по (43.3), рассчитанного в предположении, что $T = 15^\circ - 0,0065 z$. Нижняя граница облака оказывается довольно четкой, у верхней границы водность довольно медленно убывает с высотой.

Для более простого случая, когда при $z=0$ $q=q_1$ и при $z=H$ $q=q_\infty$, решение (43.3) заменяется другим:

$$q(z, t) = q_1 + \frac{q_\infty - q_1}{H} z + \sum_{n=1}^{\infty} D_n \sin \frac{n\pi z}{H} e^{-\frac{n^2 \pi^2 D t}{H}}. \quad (43.4)$$

Выводы авторов интересны и для случая фронтальной облачности, который мы упомянем здесь, чтобы не возвращаться к формулам (43.3) и (43.4) в гл. VIII. Авторы показали, что облачность зарождается около середины слоя H и затем распространяется вверх. На рис. 83 изображено такое рассчитанное по (43.4) установившееся распределение водности в зависимости от относительной влажности у земли f_0 ; оно очень хорошо объясняет, например, прохождение системы только одних $C_1 - C_s$ на теплых фронтах в Средней Азии, где f_0 у земли мала. Объяснение получает и тот факт, что, например, фронтальные

перистые облака нередко образуются заметно выше фронтальной поверхности (играющей в этом случае роль поверхности $z=0$).

§ 44. ВОЛНИСТАЯ СТРУКТУРА В СЛОИСТООБРАЗНЫХ ОБЛАКАХ

После того как мы изучили общие условия возникновения и развития слоистообразных облаков, следует рассмотреть вопрос, почему они в некоторых случаях принимают отчетливо волнообразную структуру. Это те случаи, когда мы называем их

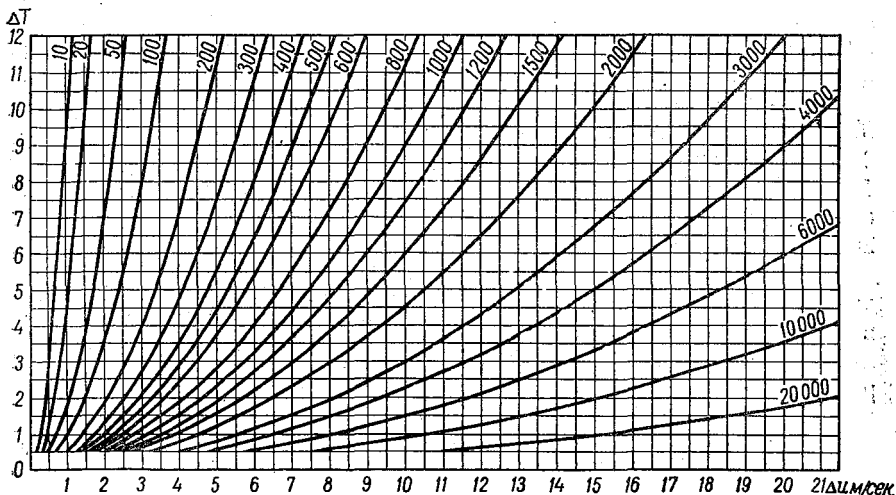


Рис. 84. Диаграмма А. Вегенера для расчета длин волн, возникающих на поверхности раздела, в функции от разности температур ΔT и разности скоростей Δu .

слоисто-кучевыми, если они низкие и плотные, и высоко-кучевыми, если они расположены выше $2\frac{1}{2}$ км и достаточно прозрачны.

Еще в 1852 г. Блазиус и в 1876 г. Кельвин объясняли появление волнистых облаков скольжением одного слоя (потока) воздуха по другому, имеющему отличные от него свойства. В 1888—1889 гг. Г. Гельмгольц дал впервые теорию волн на поверхности раздела двух несжимаемых сред. Позднее, в 1894 г., Винер дал общую теорию их в предположении определенной формы волн. Он выразил длину малых синусоидальных волн как

$$\lambda = \frac{2\pi}{g} \left(\frac{u_1^2 \rho_1 + u_2^2 \rho_2}{\rho_1 - \rho_2} \right), \quad (44.1)$$

где ρ_1 и ρ_2 — плотности, u_1 и u_2 — скорости обоих потоков по отношению к волне. Это значит, что в атмосфере при опреде-

ленных скоростях обоих потоков воздуха длина волны зависит от скорости ее распространения.

В 1906 г. Вегенер [552] предположил для простоты, что волны распространяются со скоростью, равной средней скорости обоих потоков. В этом случае, очевидно (полагая $\Delta u = u_1 - u_2$),

$$\lambda = \frac{2\pi}{g} \Delta^2 u \frac{\rho_1 + \rho_2}{\rho_1 - \rho_2} = \frac{\pi}{2g} \Delta^2 u \frac{T_1 - T_2}{T_1 + T_2}, \quad (44.1')$$

и Вегенер построил диаграмму (рис. 84), выражающую λ в функции разности скоростей Δu и разности температур $\Delta T = T_1 - T_2$. Порядок рассчитанных величин оказался близким к наблюдаемым в одном примере в слое St при полете на аэростате. Вегенер указал также, что по наблюдениям во время Международного облачного года 1896-97 г. на высотах 0—2 км λ (точнее говоря, расстояние между облачными валами) было равно в среднем 218 м, на высоте 2—8 км—456 м, на высотах более 8 км—1040 м и доходило в отдельных случаях до 2040 м.

Позднее теорию волн в сжимаемой среде с заданным градиентом температуры рассмотрели: в 1932 г. Гаурвиц [339], в 1937 г. Н. Е. Кочин [88] и в 1947 г. Д. Л. Лайхтман [98].

Гаурвиц, как и Вегенер, рассмотрел волны, скорость которых равна полусумме скоростей обоих потоков, и нашел для них

$$\lambda = \frac{\pi}{2g} (\Delta u)^2 \frac{T_1 + T_2 - \tau}{N}, \quad (44.2)$$

где

$$\tau = \frac{(\Delta u)^2}{4\kappa R}, \quad \kappa = \frac{c_p}{c_v},$$

$$\begin{aligned} N^2 = & (\Delta T)^2 - \tau [2(T_1 + T_2) - \tau] + 2T_1 T_2 \tau \frac{\kappa^2 R (\gamma_1 - \gamma_2)}{g(T_2 - T_1)} + \\ & + \left(2 - \tau \frac{\kappa R}{g} \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{T_2 - T_1}\right) \left[\kappa \tau \left(T_1 + T_2 - \frac{R}{g} \frac{\gamma_1 T_2^2 - \gamma_2 T_1^2}{T_2 - T_1}\right) - \right. \\ & \left. - \tau^2 \kappa \left(1 - \frac{R}{g} \frac{\gamma_1 T_2 - \gamma_2 T_1}{T_2 - T_1}\right) \right], \quad (44.2') \end{aligned}$$

причем γ_1 и γ_2 —температурные градиенты в обоих потоках, а под T_1 и T_2 подразумевается значение температур потоков на их границе.

Для случая, когда вертикальные градиенты температуры одинаковы, $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$, удобна формула Лайхтмана

$$\lambda = \frac{2\pi}{g} \frac{(\Delta u)^2}{4} \frac{T_1 + T_2}{\sqrt{(T_2 - T_1)^2 + \frac{\beta (\Delta u)^2}{4g} T_1 T_2 \left(4g - \frac{\beta (\Delta u)^2}{4}\right)}}, \quad (44.2'')$$

где

$$\beta = \frac{d \ln \theta}{dz} = \frac{2(\gamma_a - \gamma)}{T_1 + T_2}.$$

Легко показать, что с увеличением градиента γ длина волны растет, например, при $\lambda = 1000$ м на 15% на каждую $0,1^\circ 100$ м. Следует еще раз напомнить, что все эти формулы относятся лишь к волнам определенной скорости распространения и не имеют универсального значения.

Долгое время объясняли образование волнистых форм облаков, полагая, что в гребнях волн в нижнем (т. е. подынверсионном) слое, если он достаточно влажен, происходит конденсация пара и возникновение облачных валов, а в долинах волн — таяние облаков. При этом в движущейся поступательно волне конденсация должна была бы происходить в ее передней части. Здесь должны были бы возникать новые элементы (части) облака, а в тыловой части волны облако должно было бы постепенно таять. В природе такой формы распространения облака нет и облачные валы движутся, почти не изменяя своей внутренней структуры, как результат уже закончившегося процесса. Поэтому надо знать механизм возникновения и затухания этих волн.

Д. Л. Лайхтман показал, что волны теряют устойчивость, если

$$(\Delta u)^2 > \frac{g}{k^2} \left[\frac{\frac{\beta}{2} + k \frac{\Delta T}{T}}{1 + \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2} \right] \quad (44.3)$$

или приближенно $(\Delta u)^2 > \frac{g\Delta T}{kT}$, где k — волновое число. Это

значит, что при заданном разрыве температуры и заданном вертикальном температурном градиенте разрыв ветра не может превосходить некоторое определенное значение. Увеличение скачка температуры ΔT (при данном Δu) или уменьшение Δu (при данном ΔT) увеличивает устойчивость. Короткие волны с длиной, меньшей некоторой $\lambda_{кр}$, являются неустойчивыми. Неустойчивость волн выражается в том, что их амплитуда со временем возрастает, гребни наклоняются, волны «захлестываются» (подобно высоким морским волнам) и опрокидываются, и они распадаются на отдельные вихри.

В 1957 г. Л. С. Гандин [47] изучил устойчивость волн на границе двух потоков, текущих под углом друг к другу. Он нашел, что $\lambda_{кр}$ — максимальная (т. е. диапазон неустойчивых волн наибольший) для волн, фронт которых перпендикулярен векторной разнице скоростей $\vec{u}_1 - \vec{u}_2$. Для волн, вытянутых вдоль этого вектора, $\lambda_{кр} = 0$, и все волны устойчивы.

К сожалению, морфология волнистых облаков мало изучена. Мал отмечал еще в 1931 г. [467], что их «направление иногда перпендикулярно, иногда параллельно относительному ветру». Он нашел также, что при большом разрыве ветра (5—8 м/сек. на 500 м) создаются облака в виде полос, а при малом — облака

многоугольной формы. Такие облака действительно появляются на небе весьма часто.

Вероятно, образование волнистых облаков связано не столько с волнами Гельмгольца, сколько с явлением ячейковой циркуляции.

§ 45. ЯЧЕЙКОВАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ В ОБЛАКАХ

Еще в 1901 г. А. Бенар наблюдал в тонких, подогреваемых снизу слоях жидкости возникновение циркуляции в виде ячеек (четырёхугольных и даже семиугольных), в центре которых движение было восходящим, по краям — нисходящим. Первый опыт теории этого явления дал в 1916 г. Рэлей [543], изучивший как условия нарушения устойчивости, так и форму возникающих волн. Для идеальной жидкости, колебательные движения которой можно представить функцией $e^{i(Lx+my)+nt}$, наибольшее положительное n , т. е. наибольшая неустойчивость (возрастание амплитуды со временем), имеет место при условии $\frac{2s^2}{\sigma} = 1 - \frac{\beta\gamma s^4}{a^4\sigma^2}$, где γ — градиент температуры, $\beta = \frac{g}{273}$, $\sigma^2 = s^2 + m^2 + l^2$, $s = \frac{N\pi}{\zeta}$ (ζ — толщина слоя конвекции, N — целое число, a^2 — температуропроводность). При большом a^2 и при $N=1$ наибольшая неустойчивость будет при условии $l^2 + m^2 = \frac{\pi^2}{\zeta^2} + \frac{\beta\gamma\zeta^2}{8a^4\pi}$, а в двухмерном случае (конвекция в виде длинных валов), когда $m=0$, $l = \frac{2\pi}{\lambda}$, она будет при условии $\lambda = 2\zeta$, где λ , как и ранее, — длина волны.

В вязкой жидкости с одной (нижней) твердой проводящей стенкой и со свободной поверхностью, над которой температуропроводность равна 0, неустойчивость должна, по Рэлею, возникнуть при

$$\beta\gamma > \frac{27\pi^4 a^2 \nu}{\zeta^3} \quad \text{или} \quad \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1} > \frac{27\pi^4 a^2 \nu}{4g\zeta^3},$$

$$\text{или} \quad \frac{\Delta T}{T} > \frac{27\pi^4}{4} \frac{a^2 \nu}{g\zeta^3} = \Lambda \frac{a^2 \nu}{g\zeta^3}, \quad (45.1)$$

где ν — коэффициент кинематической вязкости, а $\Lambda = 571$. Позднее Джеффрис показал, что при наличии двух проводящих твердых стенок устойчивое состояние нарушается труднее только при больших вертикальных градиентах температуры, при $\Lambda = 1709,5$.

О критерии неустойчивости (45.1) было уже подробнее сказано в гл. IV, § 26.

Джеффрис отметил также, что относительное горизонтальное движение внутри конвекционного слоя, например в направлении оси x , увеличивает устойчивость слоя для всех случаев, для которых $l \neq 0$, так как при этом вертикальные токи превращаются в наклонные, ячейки вытягиваются и теплопроводность вместе с вязкостью более интенсивно выравнивает разности температур и скоростей.

В 1938 г. были описаны лабораторные опыты Чандра и Авсека, получивших ячейки в движущемся тонком слое воздуха толщиной до $\zeta = 8$ см. В этих последних образовывались как продольные вихри со спиральным движением, так и поперечные волны (под волной понимается пара соседних вихрей с противоположным вращением), для которых $\frac{\lambda}{\zeta}$ более 2. При этом, меняя степень турбулентности, можно было менять $\frac{\lambda}{\zeta}$ от 1,25 до 5.

Вопрос о том, не являются ли, например, высоко-кучевые облака продуктом ячейковой циркуляции в атмосфере, ставился уже много раз. И по форме вихрей, и по характеру движений, и по условиям возникновения существует значительная аналогия: облачко, образовавшееся в восходящем потоке ячейки, должно быть сравнительно устойчиво во времени и переносится общим потоком как целое. Этим оно отличается от предполагаемых облаков воздушных волн, которые, как мы говорили, должны распространяться в одну сторону и таять с другой, что в природе никогда не видно.

Ячейковое движение в атмосфере должно отличаться тремя важными свойствами (по сравнению с наблюдающимися в лаборатории):

а) оно должно возникать при соответствующих, обычно малых, отрицательных градиентах потенциальной температуры θ (или эквивалентно-потенциальной θ'), которые должны быть подставлены в (45.1) на место $\frac{\Delta T}{\zeta}$. Поскольку (см. § 36) в облаках обычно градиент температуры немного больше влажноадиабатического, то в них θ' , действительно, несколько убывает с высотой;

б) в критерий (45.1) необходимо подставить значения турбулентной температуропроводности и вязкости на место a^2 и ν ; это значит практически, что в атмосфере ячейковая циркуляция возникает лишь при наличии гораздо более мощных неустойчивых слоев толщиной в сотни метров, чем в лаборатории. Усиление турбулентности в слое данной толщины будет препятствовать образованию ячеек, как это наблюдается, например, в облаках St ;

в) облака занимают лишь меньшую, верхнюю, часть слоя конвекции, верхней границей которого является инверсия. Нижнюю часть этого слоя обычно распознать трудно.

Превосходный пример продольных вихрей ячейковой циркуляции, располагавшихся над южной Англией 3/IX 1951 г. в области небольшого гребня перед теплым фронтом, описал Удли [630]. Длинные хорошо выраженные многочисленные облачные волны располагались параллельно на высоте между 1,5 и 2,4 км. Вихревая циркуляция внутри них была хорошо заметна, их поперечное сечение было изорванно-овальным. Облака находились под инверсией, начинавшейся с уровня 790 мб, причем градиент, близкий к сухоадиабатическому, наблюдался от земли до уровня 850 мб. Валы вытягивались в направлении $100-280^\circ$. Замечательно, что шар-пилот, выпущенный в Ларкхилле в 9 ч. 00 м., указывал на вектор приращения ветра с высотой (векторный градиент ветра) в слое под инверсией, направленный на 290° , т. е. как раз вдоль валов. Выше инверсии этот вектор был направлен на $360-20^\circ$, т. е. уже поперек валов.

Следует отметить, что Sc наблюдаются в несколько раз чаще слоистых, т. е. что появление ячейковой циркуляции в слоях облаков является скорее правилом, чем исключением. Поэтому очень важно сравнить устойчивость слоев воздуха, в которых возникают Sc и St. Средние значения, градиентов температуры γ в облаках Sc и St в тех случаях, когда в них не было инверсий, т. е. в сравнительно молодых облаках, приведены в табл. 56.

Таблица 56

Средние градиенты температуры γ (1951—1954 гг.)

Облака	Зима	Весна	Лето	Осень	Год	Число наблюдений
Слоисто-кучевые	0,66	0,60	0,69	0,73	0,67	278
Слоистые	0,63	0,45	0,77	0,57	0,60	84

В общем γ в слоисто-кучевых облаках несколько больше, т. е. устойчивость меньше, чем в слоистых. Отметим также, что большие градиенты ($>0,80^\circ$) встречаются в Sc гораздо чаще (в 36,7% случаев), чем в St (в 10,8% случаев), в согласии с данными табл. 56. Это говорит в пользу гипотезы, что ячейковая циркуляция в атмосфере возникает при повышенной неустойчивости. Однако средние градиенты за отдельные сезоны довольно изменчивы, и, вероятно, возникновение ячеек зависит еще от вертикального градиента ветра. Проблема развития ячейковой циркуляции в облаках, несомненно, требует еще дальнейшего экспериментального изучения.

ВЫСОКО-СЛОИСТЫЕ И ВЫСОКО-КУЧЕВЫЕ ОБЛАКА

Высоко-слоистые и высоко-кучевые облака относят к облакам среднего яруса, располагающимся на высотах от 2 до 6 км. Такое определение, конечно, формальное, тем более, что нередко эти облака появляются и на больших высотах, до 10 км. И по происходящим в них физическим процессам, и по внешнему виду и структуре эти облака сходны с облаками нижнего яруса (Ns и Sc) и с некоторыми формами перистых облаков (Cs и Cc), провести между ними принципиальную границу довольно трудно.

Следует помнить, однако, что высоко-слоистые облака As далеко не всегда являются переходной ступенью от Ns к Cs и составным элементом больших облачных систем. Существуют другие типы As, отличные от фронтальных по виду, мощности и, вероятно, по происхождению. К сожалению, они не выделены до сих пор в особую группу в атласах и описаниях.

Разновидности высоко-кучевых облаков особенно многообразны. Они бывают связаны с фронтами, инверсиями, конвекцией, с образованием орографических волн и другими важными процессами. Это не позволяет отнести их целиком ни к одной из рассмотренных нами в гл. IV, V и VII групп облаков и заставляет выделить в этой книге изучение As и Ac в особую главу.

§ 46. ВЫСОТА, МОЩНОСТЬ И МИКРОСТРУКТУРА As и Ac

В табл. 57а, составленной как по данным Международного облачного года 1896-97 г., так и по некоторым современным данным, приведены сведения о высотах нижней границы As и Ac в различных странах [37], [594]. Несмотря на неоднородность методов наблюдений и, может быть, на неодинаковую идентификацию этих облаков, эти данные довольно показательны.

Из табл. 57а видно, что в Европе высоты As и Ac наибольшие на крайнем западе (в среднем более 4 км) и уменьшаются на восток, где над Москвой они менее 3 км. Таблица 57а позво-

ляет также проследить изменения высоты As и Ac с широтой. Высота возрастает с севера на юг сначала довольно медленно, в пределах 3—4 км, затем в субтропических и тропических широтах быстро—до 5 км и более. В тропиках велики максимальные высоты Ac, достигающие, например, в Батавии 13,3 км и в Маниле 8,0 км. И в тропиках, и летом в умеренных широтах Ac лежат в среднем несколько выше изотермы 0°, а зимой в средних широтах на тех высотах, где температура составляет около —15, —20°. По статистике Пеплера [524], над Западной Европой в Ac наиболее часто наблюдаются температуры от —6 до —8°, в As — от —4 до —6°. Из табл. 57б, заимствованной у А. М. Боровикова [19], видно, что, как и у прочих облаков, высоты As и Ac несколько больше летом и меньше зимой.

Таблица 57а

Средние высоты нижней границы облаков As и Ac

Облака	Кап. Тордсен, Норвегия	Боссекоп, Норвегия	Павловск, СССР	Олдергров, Ирландия	Милденхолл, Англия	Кельн, ФРГ	Сустерберг, Голландия	Гамбург, ФРГ
As	Лето	Лето	Год	Год	Год	Год	Год	Год
Ac	3,23	3,42	3,10	3,98 3,89	4,16 4,13	3,30 3,54	3,30 3,18	3,36 3,21

Облака	Москва, СССР	США среднее 15 станций		Блю-Хилл, США		Манила	Батавия, о. Ява
As	Год	Лето	Зима	Лето	Зима	Год	Год
Ac	2,81 2,90	5,77 5,03	4,80 3,82	4,40	3,74	5,30	5,40

Вертикальная мощность облачных слоев As довольно значительна и даже в среднем превышает зимой 1 км. Слои Ac имеют гораздо меньшую мощность, в среднем порядка 0,3 км, довольно постоянную в течение всего года. Она немного меньше, чем мощность облаков Sc, родственных Ac, но располагающихся ниже. Возможно, что большая мощность As связана с выпадением из них осадков, причем полосы падения распространяются на несколько сотен метров вниз.

Микроструктура As и Ac еще мало изучена. В частности, еще трудно сказать, являются ли отдельные слои облаков As такими

же смешанными (капельными и кристаллическими) облаками, как и фронтальные As (см. гл. VII). Об этом, впрочем, свидетельствует косвенный признак — сравнительно частое выпадение осадков даже из тонких отдельных слоев As. Высоко-кучевые облака, судя по их внешнему виду, являются преимущественно капельными или водяными облаками, много реже — смешанными. Редкое появление под ними полос падения (As virga) также доказывает, что кристаллы и значительные осадки возникают в них не часто. Из изученных подробно В. Е. Минервиным 152 случаев облаков As 10 (48%) являлись капельными, 8 — смешанными и только 3 — кристаллическими, а из 27 случаев As было только 6 случаев капельных облаков (22%) и 10 кристаллических. Эти наблюдения, однако, слишком немногочисленны для окончательных выводов.

Таблица 576

Средние высоты нижней границы и мощность высоко-слоистых и высоко-кучевых облаков над Москвой (км)

Облака	Характеристика облаков	Весна	Лето	Осень	Зима	Год
As	Высота	2,81	3,36	3,01	2,58	2,91
	Мощность	0,89	0,62	0,90	1,06	0,87
Ac	Подынверсионные					
	Высота	2,82	2,81	2,72	2,60	2,74
Ac	Мощность	0,29	0,27	0,28	0,33	0,29
	Безынверсионные					
	Высота	2,99	2,98	3,19	2,77	2,98
	Мощность	0,33	0,26	0,29	0,34	0,31

Как следует из табл. 16—18 (гл. II), капли в облаках Ac несколько мельче, чем в других формах, хотя различие невелико. Отдельные серии наблюдений показали, что в Ac $r_{ср}$ колеблется от 4,4 до 5,5 μ и в среднем равен около 5,0 μ . Верхний предел радиусов капель в них обычно 19—20 μ , т. е. немного ниже, чем в других облаках. По-видимому, по микроструктуре облака Ac мало отличаются от более низких облаков Sc и St.

Среднее значение водности в капельных As, по В. Е. Минервину, равно 0,17 г/м³, в Ac — 0,086 г/м³, а включая смешанные и кристаллические, — соответственно 0,078 и 0,071 г/м³. Таким образом, Ac — наименее водные из всех облаков нижней и средней тропосферы. В отдельных случаях водность в них колеблется от 0,005 до 0,23 г/м³, т. е. в очень широких пределах.

§ 47. ФОРМЫ ВЫСОКО-СЛОИСТЫХ ОБЛАКОВ

Как предполагалось уже давно и как доказал А. М. Боровиков [19], рассмотревший большой статистический материал самолетных подъемов, высоко-слоистые облака довольно часто появляются в атмосфере умеренных широт в виде отдельных

слоев толщиной около 1 км, не связанных непосредственно с фронтами и со слоисто-дождевыми облаками *Ns*. *As* во многих случаях являются безынверсионными, т. е. не располагаются под инверсиями (49 случаев из 87, исследованных этим автором, т. е. 50%). Это указывает на то, что такие облака могут быть остатками распавшихся облачных систем угасших фронтов. Но наличие некоторого числа подынверсионных *As* свидетельствует определенно, что они могут иногда возникать аналогично *St* благодаря турбулентному переносу пара.

Высоко-слоистые облака довольно часто имеют волокнистую структуру благодаря полосам выпадающих из них осадков. Такую форму облаков часто называют *As* *gracipitans*. Зимой в умеренных и полярных климатах осадки из *As* могут достигать земли, и даже тонкий просвечивающий слой *As*, сквозь который хорошо видна луна, иногда дает сильный снегопад. Летом эти осадки из *As* испаряются, не доходя до земли.

Как отмечает Уаттс [617], слои облаков *As* часто образуются в тропических странах при растекании кучевообразных облаков, нередки на уровнях, более низких, чем вершины *Cb*. Такие *As* редко появляются в околополуденные часы, когда налицо сильная конвекция и окружающие каждое *Cb* нисходящие потоки рвут покров *As*. Когда к вечеру потоки эти ослабевают, возникают довольно мощные покровы высоко-слоистых облаков, сохраняющиеся ночью и даже дающие дождь. Такие облака в тропических районах образуются нередко и вдоль линий конвергенции (не являющихся настоящими фронтами), где значительный вертикальный градиент ветра растягивает конвективные облака по горизонтали.

§ 48. ФОРМЫ ВЫСОКО-КУЧЕВЫХ ОБЛАКОВ

Высоко-кучевые облака различных видов появляются в общем гораздо чаще, чем отдельные слои *As*. На 87 случаев *As*, рассмотренных Боровиковым за 1939—1945 гг., приходится 468 наблюдений *As*. При этом процент подынверсионных *As* (165 случаев из 468, т. е. 35%) оказался гораздо выше, чем *As*. Это, по-видимому, значит, что вероятность образования волн или конвекции в подынверсионных облаках средней тропосферы велика. В этом отношении они сходны с подынверсионными облаками нижнего яруса, где, согласно той же статистике, на 604 случая *Sc* приходилось 116 наблюдений *St*. Волнистые и ячейковые формы очень распространены среди *As* (как и в *Sc*, см. гл. V) и даже являются в них преобладающими (рис. 85). По Зюрингу [594], среднее расстояние между валами *As* и *Cs* меняется от 35 м до 1,65 км. В табл. 58 приведена повторяемость различных длин волн, наблюдавшихся этим автором в 1900—1920 гг.

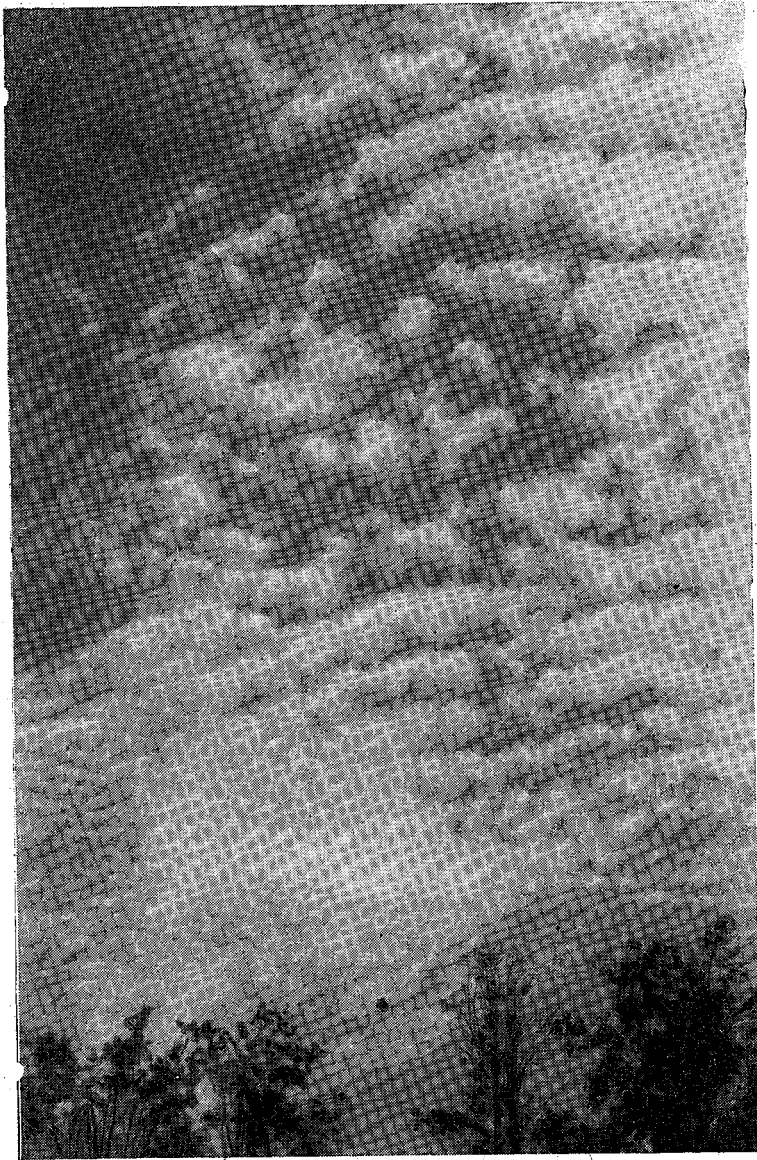


Рис. 85. Высоко-кучевые просвечивающие облака. Москва, 20/VIII
1948 г. Фото А. Ф. Дюбука

Ячейки Ас могут располагаться либо в шахматном порядке, либо сравнительно неправильно, обладая неодинаковой формой и размерами. Этим Ас отличаются от Сс, имеющих обычно более правильную волнистую, хотя и труднее различимую структуру. Ячейки и валы Ас разделены просветами голубого неба, и лишь при Ас орасис просветы эти затянуты. В отдельных случаях бывают видны «отрицательные» Ас (*Ас lacunosus*), при которых нисходящее движение происходит в середине каждой ячейки и все облако имеет вид сплошного покрова с множественным отверстием. Распадаясь, оно становится похожим на спинной хребет рыбы.

Таблица 58

Повторяемость (%) различных длин волн в Сi, Сс и Ас

λ м	250	250—500	500—750	750—1000	1000
Сi	26,0	35,6	16,4	9,6	12,4
Сс	66,7	33,3			
Ас	38,6	39,4	15,0	3,1	3,9

Иногда только часть облачного покрова Ас принимает волнистую или ячеистую структуру, а остальная часть его остается бесформенной. Это так называемый Ас *inhomogenus* — неоднородное высоко-кучевое облако. Такую промежуточную форму ранее называли Ас *duplicatus*, но образование двух слоев облаков Ас совсем не типично и не обязательно для переходной формы от слоистых к волнистым облакам. Термин *duplicatus* поэтому неточен.

В покрове Ас иногда наблюдаются большие и длительно сохраняющиеся просветы. Шумахер [573] в Германии в 1939 г. описал случай, когда в Ас возникли два отверстия диаметром 5,0 и 3,2 км. Внутри их на той же высоте были видны перистовидные полосы падения с яркой иризацией. Автор объяснил образование просветов нисходящим движением, которое было вызвано дивергенцией потоков воздуха на высоте 2—2,5 км. Этим, однако, нельзя объяснить оледенение облака и образование осадков.

Долгое время существовало мнение, что волнистые Ас связаны с атмосферными возмущениями или, более определенно, с холодными фронтами. Такой точки зрения придерживались как составители Международного облачного атласа 1932 г., подобравшие ряд таблиц атласа (№ 134, 135, 140 и др.) для ее подтверждения, так и составители первых схем облачных систем холодных фронтов. Эти системы при своем распаде действительно образуют массы высоко-кучевых облаков. Образование гряд и целых полей Ас при частичном растекании большого ливневого или даже мощного кучевого облака нередко можно наблюдать непосредственно. Есть указания, что в южных странах облачные системы теплых фронтов также могут вырождаться в массы Ас.

Высоко-кучевые облака иногда принимают вид настоящих волн с гладкой верхней поверхностью, без признаков внутренней конвекции или турбулентности. Это так называемые чечевицеобразные облака *Ac lenticularis*, пример которых приведен в Атласе облаков 1957 г. [4] в табл. 32. Такие облака могут заполнять значительную часть неба, иногда в виде множества отдельных чечевиц, иногда же в виде полос и волн гораздо большей длины, чем волны обычных *Ac undulatus*. Они очень похожи на орографические *Ac lent.*, образующиеся рядами за горным хребтом или за отдельной вершиной, имеющие λ до 20 км и иногда наслаивающиеся во много этажей. Однако массы *Ac lent.* могут появляться изредка и над равнинными странами.

Процессы их образования еще мало изучены, но полагают, что их гладкие очертания обусловлены нисходящим движением в расположенном над ними слое воздуха и общим ламинарным течением внутри самого облака. Обе эти особенности, несомненно, типичны для *Ac lent.* горных стран, и следовало бы проверить, как часто они наблюдаются в *Ac lent.* над слабопересеченной местностью.

Отдельные чечевицеобразные облака иногда наблюдаются перед холодным фронтом, где их тоже предположительно связывают с областями нисходящих движений. Есть указание на то, что перед резко выраженным холодным фронтом 21/VIII 1932 г. над Западной Европой наблюдались на протяжении 850—900 км три большие волны нисходящих движений, отмеченных массами *Ac lent.* Между ними располагались три области восходящих движений, где развивались башенковидные облака *Ac castellatus*. Однако чечевицеобразные и башенковидные формы (*cast.*) сравнительно часто наблюдаются вместе, вероятно, там, где под устойчивым или даже под постепенно опускающимся слоем атмосферы находится слой с большим запасом энергии неустойчивости, благоприятный для развития конвекции (см. ниже).

Чечевицеобразное облако (в том числе и орографическое) может распадаться, приобретая внутреннюю волнистую структуру обычного *Ac und.* Сравнительно часто массы высоко-кучевых облаков, в особенности там, где они связаны с холодным фронтом или, может быть, со струйным течением, имеют общую форму огромных чечевиц (см. гл. VIII), вероятно, переходную от *Ac und.* к *Ac lent.*

Как мы уже упоминали, среди *Ac* имеются и настоящие конвективные облака, так называемые *Ac castellatus* — башенковидные. Это небольшие облака, похожие по форме на башни *Sb* или *Su cong.* Они вырастают иногда довольно быстро из гряд или слоев обычных *Ac und.* *Ac cast.* — сравнительно редкая форма, так как Шиндлер [569] в Германии обнаружил среди 706 случаев *Ac* только 27 *Ac cast.* Еще в 1925 г. Кальваген [313] (по данным самолетных подъемов в Осло) указал, что в области

As cast. преобладают сверхадиабатические градиенты и турбулентность, а Пеплер нашел, что в 27 случаях башенковидных форм, наблюдавшихся в Фридрихсгафене, градиенты температуры в слое 1,5—4,0 км были довольно значительны.

Высота (км)	1,5—2,0	2,0—2,5	2,5—3,0	3,0—3,5	3,5—4,0
Градиент (°С/1100 м)	0,73	0,73	0,69	0,65	0,55

Особой формой высоко-кучевых облаков являются As virga—облака с полосами падения. Они редки в умеренных широтах, хотя П. В. Риттих уже давно собрал данные нескольких случаев наблюдений As virga. Чаше они наблюдаются над Средней Азией, где 120 случаев As virga были подробно описаны А. Д. Джураевым [61], [62]. Они возникают на высоте 4—5 км обычно чаще из разорванных или хлопьевидных капельных As, расположенных выше изотермы 0°. Под облаком вначале зарождается туманный слой, вскоре приобретающий волокнистую структуру и превращающийся в полосы падения. Иногда все первоначальное облако As за 15—20 мин. расплывается, таким образом, в перистую пелену. As virga наблюдаются чаще летом (с июня по сентябрь отмечается 51% всех случаев), чем зимой (с ноября по февраль 14% случаев). По Джураеву, 86% случаев наблюдений As virga связаны с холодными вторжениями с запада или северо-запада, обычно такими, которые охватывают тропосферу до высоты не менее 7 км.

Большая или меньшая повторяемость As virga подчеркивает ту или иную частоту явления кристаллизации в облаках As и образования в них осадков. В умеренных широтах оно происходит, очевидно, редко.

В Средней Азии и на Памире В. А. Бугаев и М. А. Петросянц [26], [27] описали своеобразную форму сверхвысоко-кучевых облаков, названных ими As ultra. Они появляются на высоте 6—7 км как отдельные небольшие участки нежных тонких облаков. Постепенно они приобретают складчатую структуру, подобную пене или растрепанной вате, но отличную от волокнистого строения С1. От последних As ultra отличаются также и своей изменчивостью, а от обычных As—сравнительно малым распространением по небу.

По В. А. Бугаеву и М. А. Петросянцу, As ultra связаны со значительной неустойчивостью, наблюдающейся по всей тропосфере впереди высотных ложбин холодных вторжений, где воздух этих последних очень быстро прогревается снизу и градиенты температуры до больших высот нарастают.

Особую, очень характерную и малоизученную форму облаков представляют matnatus—вымеобразные облака. Это округлые, более или менее крупные массы, свисающие с нижней поверхности слоя других облаков—As, Сb и т. д. Они обычно более или менее темные и плотные, ясно видимые на фоне более

светлого верхнего облачного слоя и имеют «влажный», т. е. волокнистый, вид, указывающий на выпадение осадков.

Берг в 1938 г. указал, что *mammatus* появляются в трех важнейших случаях:

а) на нижней поверхности *As* или *Sc* (редко на *Ci*), когда они принимают форму волн или валов (отличных, однако, от обычных валов *Sc*) и распадаются на отдельные глыбы. Они изображены в табл. 59—60 Международного облачного атласа [264];

б) *Cu* и *Cb mammatus*, возникающие под тыловой частью отступающего грозового или шквального облака, иногда весьма своеобразные по форме (см. табл. 96—98 МАО). Они в значительной части являются полосами падения (рис. 86). Характерный пример таких облаков описал Дониц в Таманрассете (Сахара) 26/V 1948 г., когда полосы падения из удаленного слоисто-дождевого облака, не достигшие земли, внезапно сразу укоротились, округлились и превратились в настоящие темные и довольно плотные выпуклости *mammatus*;

в) *mammatus* на краях «зонты растекания» кучево-дождевого облака (рис. 86), наиболее близкие по виду к *As* и изображенные, в частности, в табл. 93 Международного атласа облаков. При этом под «зонтом» можно подразумевать обычные слои высоко-кучевых или даже кучевых облаков, либо растекающихся под инверсией, либо частично пробивающих эту последнюю.

Еще в 1909 г. Вегенер [619] высказал предположение, что *mammatus* являются обращенной формой обычных волнистых облаков, когда поверхность раздела располагается ниже облаков. Позднее Берг примкнул к этому взгляду, считая тип «а» вызванным гельмгольцевыми волнами над поверхностью раздела, т. е. считая *mammatus* обращенной формой облаков *As*. Вероятно, и здесь, как и в случае *As* (см. § 45), речь идет о некоторых конвекционных ячейках, возникших после прохождения волн. Возможно, что для возникновения вымеобразных облаков действительно необходимо наличие устойчивого слоя ниже облаков, ограничивающего конвекцию снизу.

В ячейках *mammatus* нисходящее движение имеет место в середине ячеек, а восходящее — по краям. При этом в цент-

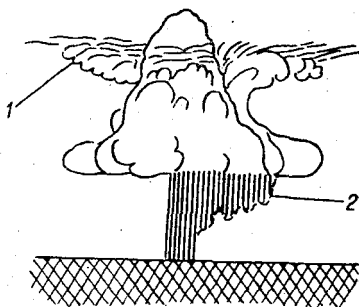


Рис. 86. Схема образования *As mam.* под грозовым облаком (по Бергу).

1 — *mammatus* под «зонтом растекания», 2 — *mammatus* под основанием облака, они возникают в полосах падения осадков.

ральных частях ячеек наблюдается не столько конденсация, сколько вынос частиц осадков или облачных частиц из породившего их облака. Очевидно, для этого необходима большая влажность или значительная концентрация частиц в основном облаке. Благодаря им ячейки становятся хорошо видимыми. Поскольку большая влажность в облаках наблюдается редко, очень редко видимы и сами вымеобразные облака.

Облака *pumatus* не имеют большого практического значения, но представляют интерес, поскольку они позволяют глубже проникнуть в некоторые особенности процессов конвекции в атмосфере.

ФРОНТАЛЬНЫЕ ОБЛАКА

Наиболее интенсивное образование облаков происходит в области атмосферных фронтов, т. е. при взаимодействии двух воздушных масс, обладающих различными термодинамическими свойствами. Возникновение облаков, связанных с фронтом, не ограничивается каким-либо отдельным ярусом или типом облака, а охватывает собой всю тропосферу и все морфологические типы — от слоистых до кучевых и кучево-дождевых облаков. Все они образуют довольно определенные, связанные между собой последовательности или сочетания и их можно рассматривать как особые облачные системы, получившие название фронтальных.

Существование таких систем было обнаружено еще до того, как распространилось представление о фронтах. Так, Шерешевский и Верле [568] в 1923 г. описали последовательность облаков, наблюдаемых при прохождении областей падения давления, и впервые ввели понятие облачной системы. Они, в сущности, описали облачную систему теплого фронта. С точки зрения фронтологической синоптики впервые описание облачной системы теплого фронта дали Бьеркнес и Сульберг в 1921 г. [291].

«Дождь теплого фронта образуется в массе теплого воздуха, который восходит над массой холодного воздуха, заставляя ее отступать. Первыми предвестниками служат C_i , затем легкая пелена C_s . Утолщаясь, C_s переходит в A_s ; из A_s возможны осадки, не достигающие земли. Затем надвигаются N_s , часто *matatus*; N_s особенно плотны непосредственно перед самым прохождением фронта. Дождь идет широкой полосой — 300—400 км перед фронтом. Соответственно этому он длительный и обложной».

На рис. 87 приведен схематический разрез облачности теплого фронта, по Бьеркнесу. Согласно этой схеме считали, что:

1) облачность создается восходящим скольжением теплого воздуха по клину холодного,

2) вследствие этого облачность формируется только в теплой массе,

3) основание облаков лежит непосредственно у поверхности раздела.

Эти представления сыграли в свое время революционную роль в развитии синоптики. В качестве основной элементарной схемы они сохранили свое значение и сейчас (прежде всего идея об определяющей роли общего поля движения в области фронта). Однако накопленный за прошедшие 40 лет материал облачных и других аэрологических наблюдений позволил расширить представление о генезисе фронтальной облачной системы, в том числе подфронтального и зафронтального участков облачности.

Как показали современные аэро-синоптические исследования, например Поповой [173], Мэтьюмена [484] и др., теплая масса

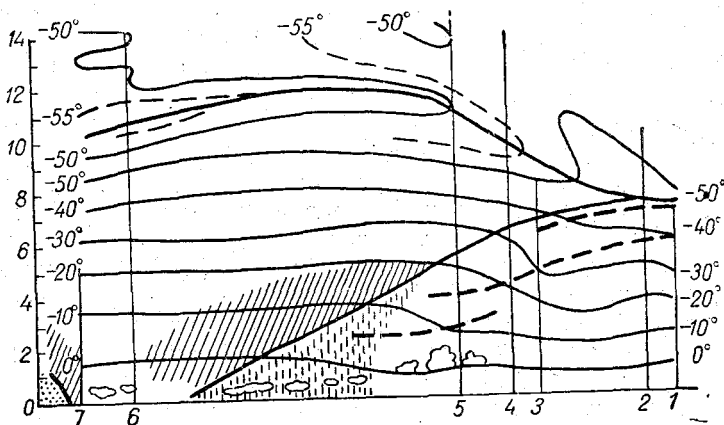


Рис. 87. Разрез через облачность теплого фронта (по Бьеркнесу).

воздуха в области фронта отделяется от холодной переходной массы фронтальной зоной шириной у земли 100—200 км, а в свободной атмосфере, где фронт менее отчетлив, — до 400—500 км. Вертикальная мощность зоны только в 6 случаях из 81, проанализированного Т. П. Поповой, была меньше 1 км. Зона обычно неоднородна и состоит из нескольких слоев, но средний вертикальный градиент температуры в ней невелик — около $0,03^{\circ}/100$ м в слое до 1,5 км и $0,29^{\circ}/100$ м выше 3 км. Вверх мощность фронтальной зоны увеличивается, и зона как бы вливается в стратосферу (рис. 87), инверсия которой ограничивает область фронта сверху. Наклон верхней границы фронтальной зоны теплого фронта, по новейшим данным Сойера [559], равен в среднем $0,010$ — $0,017$. Чем больше наклон, тем плотнее и мощнее образующиеся над фронтом облака. Теоретически наклон фронтальной зоны должен уменьшаться вверх, если вертикальный градиент температуры в теплой массе меньше, чем в холод-

ной, но бывают и обратные случаи. В области непосредственно за линией фронта близ поверхности земли имеется устойчивый слой с малым вертикальным градиентом, реже с инверсией, средней мощностью 1,4 км, представляющий собой продолжение фронтальной зоны. В нем часто располагаются зафронтальные облака St и Sc.

Восходящее движение теплой массы над поверхностью теплого фронта нельзя представлять себе, как это делал Бьеркнес, в виде простого наскальзывания. Оно создается действием ряда факторов, прежде всего конвергенцией трения у земли в слое до 0,3—0,5 км. Следует помнить также, что скорость движения фронта составляет в среднем всего лишь 67% от скорости геострофического ветра [484], [559]. Ветер, таким образом, обгоняет фронт в достаточно мощном слое. В более высоких слоях главную роль играет ускорение циркуляции, обусловленное большим числом соленидов во фронтальной зоне. Движение здесь нестационарное, ускорение создает отклонение ветра от градиентного, также вызывающее конвергенцию и восходящее движение над фронтальной зоной (отклонение это усиливается еще и диссипацией энергии в турбулизованных слоях).

На рис. 88 представлен рассчитанный А. Ф. Дюбюком [66], [67] профиль вертикальных скоростей над фронтом. Непосредственно над ним отмечается восходящее движение до 10 см/сек., выше сменяющееся нисходящим, область которого простирается в зафронтальной зоне до земли во внутрь устойчивого слоя. Непосредственно над линией фронта имеется вторая зона довольно значительных восходящих движений, распространяющаяся далеко вверх. Ее наличие объясняет, почему именно здесь фронтальная облачная система достигает наибольшей мощности.

Л. Т. Матвеев и В. С. Кожарин [141] рассмотрели другую сторону проблемы динамики фронта — турбулентный перенос пара вверх, накладывающийся на описанный выше процесс конвективного переноса. Они показали (см. также гл. V), что в начале перемешивания надфронтального слоя должна происходить конденсация на некоторой высоте над его нижней границей порядка $\frac{1}{3}$ его толщины: по-видимому, так образуются первые надфронтальные тонкие перистые облака. Позднее (установление турбулентного равновесия захватывает несколько суток) процесс конденсации распространяется вверх и вниз, мощность облачного слоя растет, хотя его водность и плотность остаются наибольшими в нижней части слоя. Турбулентность может породить слоистообразные облака и в подфронтальном слое. Все эти явления должны очень сильно зависеть от влажности воздуха, интенсивности адвекции и от степени турбулентности, что объясняет, почему облачность теплого фронта может иметь различную мощность и протяжение.

Разнообразие форм облачности теплых фронтов продемон-

стрировал, в частности, Соьер [559] и Мэтьюмен [484], разбившие тип облачности при этом на 6 классов: 1) без облаков, 2) кроме C_i , C_s , C_c , есть только облака под базой фронтальной зоны, 3) один или несколько тонких слоев облаков близ вершины фронтальной зоны или над ней, 4) плотные облака выше фронтальной зоны (в слое до уровня 400 мб) с одним или несколькими безоблачными просветами мощностью до 150 мб, 5) сплошной или почти сплошной слой до уровня 400 мб, 6) сплошные облака от земли до 400 мб. В таблице приведена повторяемость

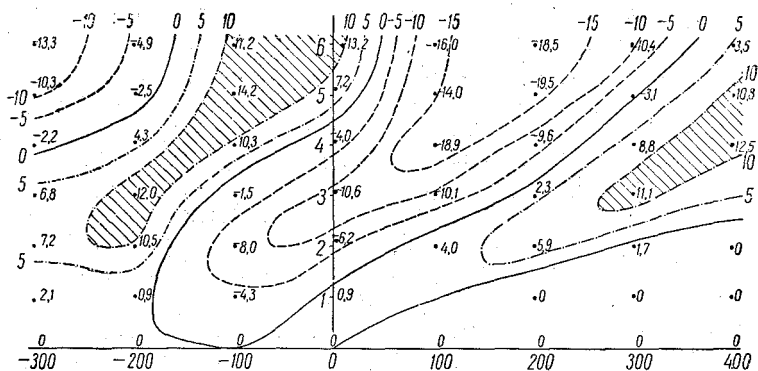


Рис. 88. Поле вертикальных скоростей в области теплого фронта (по А. Ф. Дюбюку).

этих классов в зависимости от расстояния L перед линией фронта (из 69 случаев).

Класс (C)	2	3	4	5	6
$L < 100$ миль (161 км)	0	4	6	9	4
$L = 100-300$ миль (161-483 км)	4	12	13	3	1
$L > 300$ миль (> 483 км)	9	3	1	0	0

Из таблицы видно, что дальше 480 км перед фронтом наблюдаются чаще всего только перистые облака, а при $L < 160$ км чаще отмечается сплошной мощный слой облаков. Однако имеются и многочисленные исключения, когда и вблизи фронта видны только тонкие высокие облака или, наоборот, плотные облака на расстоянии более 480 км.

Обнаружилась также связь C с вертикальным разрывом (срезом) ветра (см. табл. 59).

Совершенно очевидно, что большой вертикальный срез и большое отставание фронта от ветра существенно увеличивают плотность и мощность облаков. Зависимости типа облачности от разрыва температуры на фронте обнаружить не удалось.

Из всего сказанного ясно, что нельзя дать единую схему облачности фронта, охватывающую все разнообразие наблюдаемых облаков. В частности, следует помнить, что во второй зоне восходящих движений могут образоваться даже конвективные облака (см. § 50).

Таблица 59

Вертикальный срез нормальной к фронту составляющей ветра

C	2	3	4	5	6	
Δv	8	11	13	9	19	узлов
	4,1	5,7	6,7	4,9	6,8	м/сек.
Разность между скоростью поверхности фронта и нормальным компонентом ветра на уровне верхней границы фронтальной зоны	3	6	8	7	21	узлов
	1,5	3,1	4,1	3,6	10,8	м/сек.

При описании свойств фронтальных облаков, их пространственного расположения, физического состояния и эволюции целесообразно рассмотреть отдельно облачные системы теплового и холодного фронтов.

§ 49. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ОБЛАЧНЫХ СИСТЕМ ТЕПЛОГО ФРОНТА

Облачная система теплового фронта располагается вдоль линии фронта, главным образом впереди ее на пространстве порядка 2000 км вдоль фронта и до 600—700 км по нормали к фронту, т. е. может занимать площадь более 1 млн. км². Вертикальное развитие облаков, без учета перистых, достигает 6 км и более. Ниже приведена повторяемость в процентах высоты верхней границы облаков теплового фронта (Ns—As) за год над Западной Европой [524] и над ЕТС [78], [79].

Высота (км)	до 2,0	2,1—3,0	3,1—4,0	4,1—5,0	5,1—6,0	и более
Западная Европа	1	6	14	35	45	
ЕТС	5	24	27	26	18	

Над Западной Европой повторяемость высоты облаков до 3 км составляет всего 7%, а положение верхней границы выше 5 км наблюдается в 45% случаев. Вертикальная протяженность облаков теплового фронта, по-видимому, несколько уменьшается над европейским континентом по направлению с запада на восток.

Над ЕТС максимум повторяемости верхней границы Ns—As теплового фронта значительно сдвинут к меньшим высотам.

В последние годы в связи с развитием высотной авиации удалось исследовать высоту облачной системы теплового фронта во всем диапазоне, включая перисто-слоистые облака. В табл. 60 приводится повторяемость высоты верхней границы облаков

теплого фронта $Ns-As-Cs$ над ЕТС по сезонам по данным А. М. Баранова. Общая вертикальная мощность облаков теплого фронта достигает 12 км. Наиболее часто встречается высота от 5,1 до 6,0 км (17%). Наблюдаются сезонные различия. Так, ле-

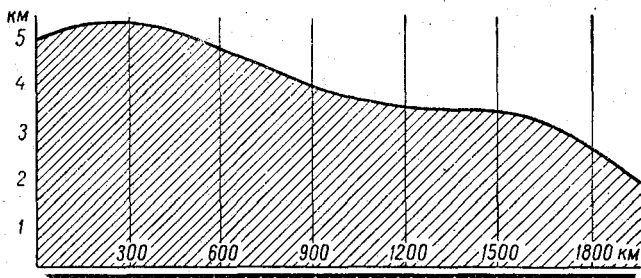


Рис. 89. Зависимость высоты верхней границы $Ns-As$ от расстояния от центра циклона (вдоль фронта).

том развитие облаков выше 6 км отмечается в 44,2% случаев против 27,6% зимой. В то же время малые высоты (до 2 км) наблюдаются летом в 4,9% случаев и зимой в 14,4%.

Высота верхней границы на различных участках одной и той же облачной системы зависит от расстояния до центра циклона (вдоль фронта). Эта зависимость показана на рис. 89.

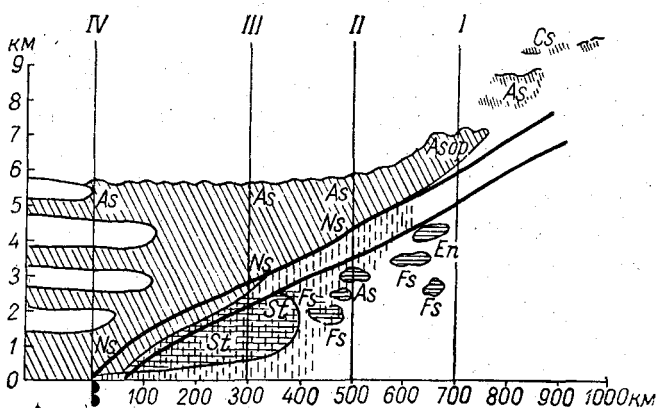


Рис. 90. Схема облачной системы теплого фронта.

Схематический вертикальный разрез развитой облачной системы теплого фронта (по нормали к линии фронта) изображен на рис. 90. Видно, что эта система состоит из облаков, расположенных как над фронтальной поверхностью, так и под ней. Ее можно разделить на предфронтальную часть (находящуюся

перед линией фронта) и на зафронтальную, наблюдающуюся после прохождения фронта у земли и переходящую в облачность теплого сектора циклона.

Таблица 60

Повторяемость (%) высоты верхней границы облаков теплого фронта над ЕТС (по А. М. Баранову)

Сезон	Высота (км)						
	до 1,0	1,1—2,0	2,1—3,0	3,1—4,0	4,1—5,0	5,1—6,0	6,1—7,0
Лето		4,9	4,2	10,3	16,3	18,1	13,3
Осень	2,4	8,2	11,5	10,6	13,5	15,1	6,9
Зима	0,8	13,6	15,1	12,1	14,7	16,7	9,0
Весна		3,2	12,7	18,7	15,6	17,5	6,8
Год	0,9	7,8	11,7	13,3	15,0	17,0	8,7

Сезон	Высота (км)							Число подъяе- мов
	7,1—8,0	8,1—9,0	9,1—10,0	10,1—11,0	11,1—12,0	12,1—13,0	13,1—14,0	
Лето	4,2	7,3	12,1	4,9	3,2	0,6	0,6	165
Осень	6,5	8,6	9,8	4,9	2,0			245
Зима	4,3	7,4	3,1	2,0	1,2			257
Весна	9,5	8,0	3,6	2,4	2,0			251
Год	5,4	7,9	6,7	3,4	1,9	0,2	0,2	918

При перемещении фронта над пунктом наблюдается хорошо известная классическая смена или последовательность облачных форм Cs—As—Ns. При приближении линии фронта на расстояние 600—700 км перед ней появляются, по-видимому, вначале, гораздо выше фронтальной поверхности перистые и вслед за ними тонкие перисто-слоистые и высоко-слоистые облака. Далее As уплотняются, переходят в As op., нижняя граница As приближается к фронтальной поверхности и под ними появляются полосы падения, т. е. осадки, не доходящие до земли. Под фронтом начинают возникать обрывки St fr. и Frnb.¹ Затем над фронтом образуются плотные Ns—As, из

¹ В первой классификации облачных форм Ламарка (1805 г.) облаками-курьерами (coureurs) названы небольшие облака неправильной формы, всегда низкие и быстро бегущие, иногда одинокие, иногда под другими облаками. Это, очевидно, наши St fr. (Прим. ред.)

которых обложные осадки достигают земли и происходит обильное образование St fr., почти смыкающихся в сплошной покров. Перед линией фронта (на земной поверхности) верхняя и нижняя части системы, как правило, срastaются и образуют многокилометровый сплошной слой облаков. Вслед за фронтом образуются безоблачные прослойки внутри Ns—As. Вся масса облаков расслаивается и после прохождения фронта переходит в многоярусную слоистообразную облачность, характерную для теплого сектора циклона.

Рассмотрим детально отдельные части системы.

Надфронтальные облака — основная часть системы — возникают в теплом воздухе в связи с восходящим и турбулентным движением последнего. Их развитие и стратификация связаны с полем вертикальных скоростей над поверхностью фронта и, следовательно, с нормальными к фронту составляющими ветра.

Передний край надфронтальных облаков составляют облака верхнего яруса в виде отдельных слоев перистых, встречающихся иногда на высоте 8—9 км и больше, и перисто-слоистых Cs. Последние, постепенно снижаясь, переходят в тонкие высокослоистые. Нередко Cs отделены от As безоблачной прослойкой. As быстро уплотняются и опускаются. Мощность слоя As можно ориентировочно оценить в 1,0—1,5 км. Эта оценка является условной, так как As непосредственно и постепенно переходят в слоисто-дождевые облака. Название слоисто-дождевых может быть отнесено к ним с того уровня, на котором начинается выпадение осадков.

На расстоянии 300—400 км перед линией фронта начинается главная часть облачной системы. Это сплошная облачная масса мощностью до 4—5 км. Облачный массив Ns—As проникает во фронтальную зону и сливается с подфронтальными облаками (см. ниже). Пронизанный осадками в виде дождя и снега и являющийся сложной смесью капель и кристаллов, он по праву считается наиболее тяжелым для авиации участком фронтальной облачности. Однако за последние годы установлено, что горизонтальная протяженность центрального массива часто не превышает 200—300 км по нормали к фронту. Непосредственно за линией фронта в нижнем слое, а на высотах еще до этого облачная система начинает расслаиваться на несколько ярусов различной мощности со свободными прослойками между ними, иногда заполненными дымкой. Такое расслоение облачности характеризует переход к зафронтальной части системы, которая также, в отличие от классической схемы, сохраняется и за линией фронта иногда на значительном протяжении. Г. Д. Зубян [88] показал, что подобное расположение облачной системы имеет место также на стационарных или малоподвижных фронтах и связано с малой или равной нулю нормальной к фронту составляющей ветра. При этом происходит почти вертикальное восхождение воздуха близ линии фронта.

Такие фронты встречаются в циклонах, перемещающихся вдоль фронта, и в глубоких ложбинах. Вертикальные движения в зоне таких фронтов, однако, могут быть значительны и вызываются преимущественно конвергенцией ветра у фронта в приземном слое. На рис. 91 изображена, по Зубяну, облачная система мало-подвижного теплого фронта.

Подфронтальная часть. Вполне развитая система облаков теплого фронта содержит также облака, возникающие под фронтальной поверхностью в холодной воздушной массе. Эти облака представляют собой вторичное образование, возникающее при

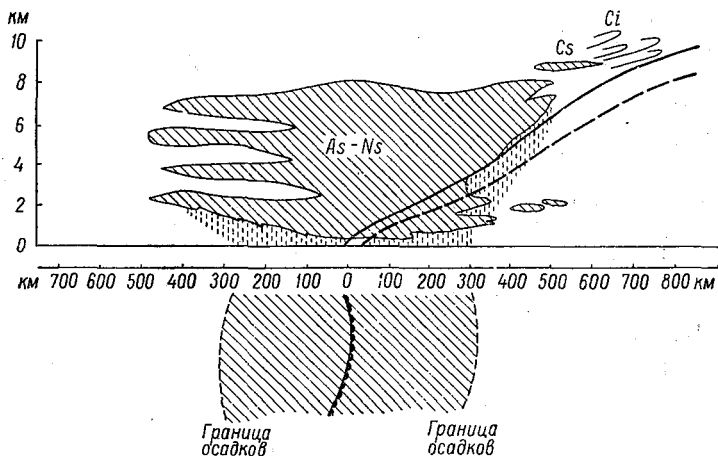


Рис. 91. Схема облачной системы на малоподвижном теплом фронте (по Г. Д. Зубяну).

выпадении осадков из надфронтальных облаков и перемешивании подфронтального воздуха.

Первые облака под фронтом появляются с началом выпадения осадков из As оп. еще в той стадии, когда осадки испаряются, не доходя до земли. Вначале образуются отдельные небольшие облака — разорванно-слоистые и разорванно-дождевые, которые затем могут сливаться в более обширные поля, аналогичные St или Sc, в зависимости от степени турбулентности в холодном воздухе. Вначале надфронтальные и подфронтальные облака резко разграничены фронтальной зоной. Затем по мере сближения нижней границы Ns—As и усиления осадков обе части проникают во фронтальную зону сверху и снизу и сливаются друг с другом. В этой именно части системы, ближайшей к фронту, мощность сплошного слоя облаков достигает максимума — он простирается от 50—100 м над земной поверхностью до верхней границы As (5—6 км). Подфронтальные St и Sc часто расслоены на два, иногда три яруса и отчасти заполняют клин холодного воздуха до 300—400 км перед фронтом. Они

были подробно изучены Т. А. Цитович [228], [229]. Проведенные ею экспериментальные полеты на свободном аэростате показали, что при наблюдении сверху форма подфронтальных облаков оказывается довольно сложной. Они сформированы из отдельных изломанных гряд, состоящих в свою очередь из поперечных валиков, причем в облаках заметны сложные вихревые движения.

Рассмотрев данные самолетных и радиозондовых наблюдений в области теплого фронта, Т. А. Цитович показала, что образование подфронтальных облаков связано с трансформацией холодного воздуха под фронтом. Трансформация эта обусловливает: 1) устойчивую температурную стратификацию, 2) рост влагосодержания и 3) развитие мелкомасштабной турбулентности.

Об устойчивости подфронтального воздуха говорят наблюдающиеся в нем, как правило, слои инверсии или слои малых вертикальных градиентов температуры, вероятно, задерживающие возникновение интенсивных восходящих движений. Рост влагосодержания в первоначально относительно сухом воздухе вызван испарением осадков, выпадающих из *As op.—Ns*. Испарение хорошо заметно, если наблюдать за полосами падения осадков из *As op.* По подсчету Цитович, при интенсивности осадков 3—5 мм/час и при начальной влажности 85% состояние, близкое к насыщению, достигается через 2 часа после начала выпадения осадков и через 4 часа при начальной влажности 60%. После этого вторичная конденсация водяного пара происходит благодаря мелкомасштабной турбулентности.

Судя по этому признаку, интенсивное развитие турбулентности происходит в слое трения до уровня 1 км. Данные около 100 подъемов привязного аэростата в Долгопрудном показали, что турбулентность достигает максимума на уровнях 260, 430 и 630 м над поверхностью земли. По-видимому, на высоте около 200 м над поверхностью земли имеется главный максимум турбулентных движений. На этой высоте образуется очень часто слой *St fr.* или *Fgfb.*

Как прямые наблюдения за болтанкой самолетов, так и полеты на аэростатах указали также и на турбулентность во фронтальных зонах. Она может явиться механизмом вовлечения надфронтальной облачности во фронтальную зону и распространения ее вниз.

Выводы Т. А. Цитович также подтверждают теоретические представления Л. Т. Матвеева и В. М. Кожарина [141] о роли турбулентных движений в формировании слоистообразных облаков.

В облачной системе теплого фронта иногда имеются еще конвективные (кучево-дождевые) облака. Образование последних ведет к возникновению гроз на теплых фронтах. В районе теплого фронта вероятность образования гроз достаточно вы-

сока. По данным С. И. Пономаренко [172], она равна в среднем за год на ЕТС 43%, а в июне и июле достигает максимума, поднимаясь до 70%. Главная область возникновения гроз находится близ линии фронта и не распространяется дальше 220—260 км впереди последнего. Эта область названа Пономаренко «фронтальной зоной гроз» теплого фронта. Она соответствует центральной части облачной системы.

Развитие грозовой облачности определяется неустойчивостью теплого воздуха. Конвекция начинается с поверхности теплого фронта или несколько выше ее, в то время как холодный воздух остается стратифицированным устойчиво. Грозовые облака развиваются от уровня 1—2 км и пронизывают часто всю толщу N_s — A_s . Сверху, с самолета, они имеют вид башен и куполов, вкрапленных в слой высоко-слоистых облаков. Положительная энергия неустойчивости теплого воздуха при наличии грозовых облаков увеличивается с высотой. Для возникновения неустойчивости требуется также и высокое влагосодержание. По данным Пономаренко, для развития гроз необходимо, чтобы значения температуры у поверхности земли достигали 29—34° и значения удельной влажности—12—15 г/кг. Соответственно на изобарической поверхности 850 мб, расположенной в среднем на уровне начала конвекции, требуется температура 17—22° и удельная влажность 9—11 г/кг. Эти значения удельной влажности значительно превышают среднюю величину ее в умеренных широтах.

§ 50. РАЗВИТИЕ ОБЛАЧНОЙ СИСТЕМЫ ТЕПЛОГО ФРОНТА

Полного развития облачная система теплого фронта достигает на хорошо выраженных движущихся фронтах вблизи центра углубляющегося циклона.

В этих условиях всегда имеется интенсивное восходящее движение, которое и обуславливает большое развитие облачной системы. В иных синоптических условиях (на фронтах, проходящих в слабо выраженных ложбинах, на периферии малоподвижных циклонов, в области антициклона, т. е. там, где не возникают интенсивные восходящие движения) облачная система не развивается полностью.

Чтобы охарактеризовать развитие облачной системы, приводим данные А. М. Баранова о мощности облаков теплого фронта в различных синоптических условиях.

Повторяемость мощности (км)	до 1,0	1,1—3,0	3,1—5,0	5,1—7,0	7,1—9,0	9,1—11,0	11,1—13,0
Углубляющийся циклон . . .	4,8	19,3	35,2	25,2	8,5	6,2	0,8
Заполняющийся циклон . . .	24,3	47,7	21,0	3,5	1,2	2,3	
Периферия антициклона . .	48,8	39,0	8,5	3,7			

Отметим, что даже в наиболее благоприятной синоптической ситуации облачные системы сильно различаются между собой по степени развития их отдельных частей. Так, подфронтальная часть в одних случаях полностью отсутствует, в других, наоборот, наблюдаются плотные и мощные облака, смыкающиеся с Ns—As. Различной мощности и протяженности достигает

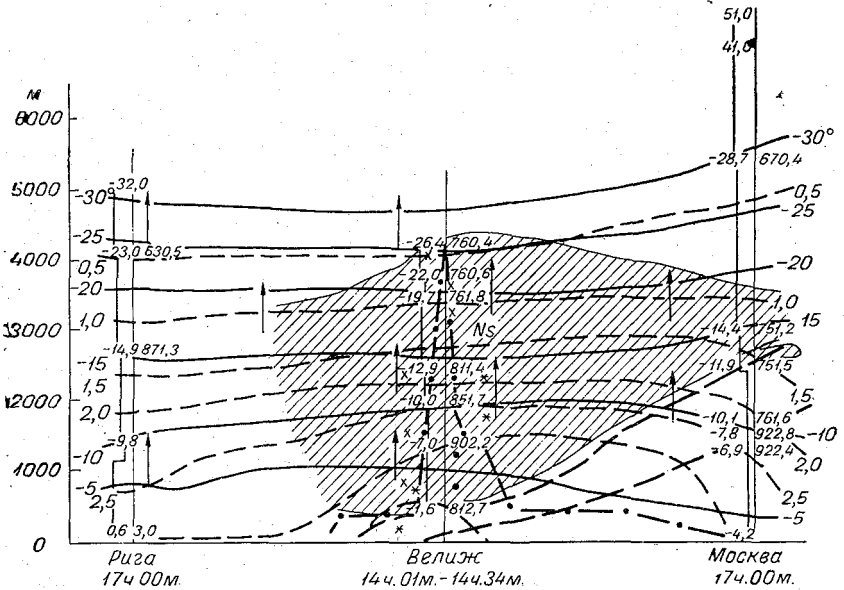


Рис. 92. Начальная фаза развития облачной системы теплого фронта.

центральная часть системы. Различным бывает и строение зафронтальной части, начиная от зачатков расслоения в виде зубцов и просветов в основной массе до полного распада Ns—As на несколько самостоятельных слоев. Эти различия отражают эволюцию облачной системы со временем. Можно выделить следующие фазы указанной эволюции.

1. Начальная фаза — возникла лишь надфронтальная часть системы (рис. 92).

2. Фаза активного облакообразования — надфронтальные Ns—As начинают сростаться с подфронтальными облаками. Намечается расслоение в зафронтальной части (рис. 93).

3. Фаза зрелого облака — все части системы полностью развиты, в центральной части системы имеется мощный сплошной массив облаков. В зафронтальной части оформились отдельные ярусы (рис. 94). Обычно после момента достижения зрелой фазы облаков наступает ослабление фронтальной деятельности, рост давления и заполнение ложбины.

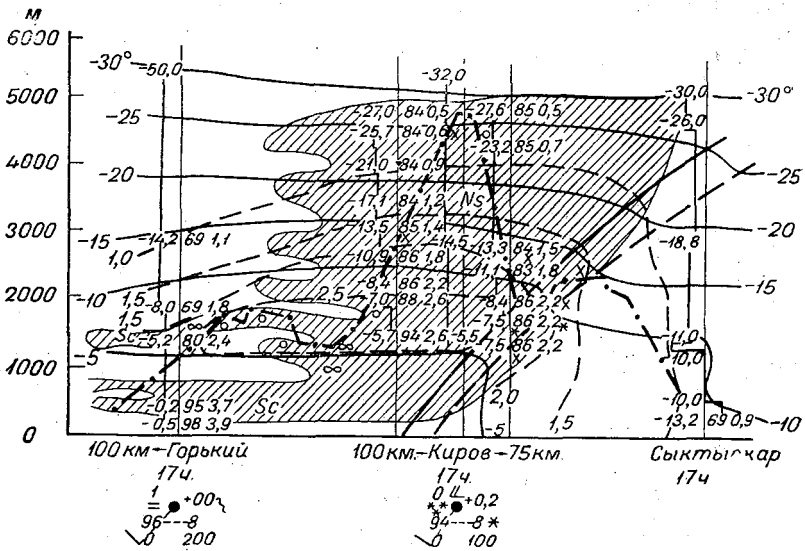


Рис. 93. Фаза активного облакообразования. Вертикальный разрез Горький—Сыктывкар 17 марта 1951 г.

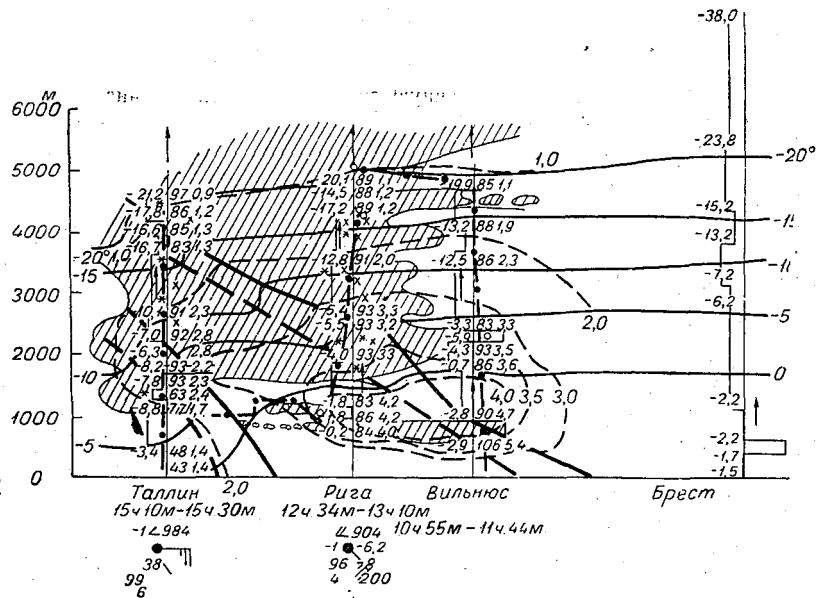


Рис. 94. Фаза зрелого облака. Вертикальный разрез Таллин—Брест 1 апреля 1957 г.

4. Фаза разрушения — восходящий поток ослабевает или прекращается и наступает разрушение облачной системы.

Процесс эволюции облачной системы связан с эволюцией как термобарического поля, так и микрофизического состояния облаков.

§ 51. ОБЛАЧНОСТЬ ОККЛЮДИРОВАННЫХ ФРОНТОВ

Дополнительный импульс к развитию облачной системы дает процесс окклюирования.

Согласно Г. Д. Зубяной [88], это происходит потому, что при окклюзии прифронтальная ложбина в результате сближения изаллобарических очагов роста и падения давления обостряется и конвергенция ветра у фронта в приземном слое усиливается.

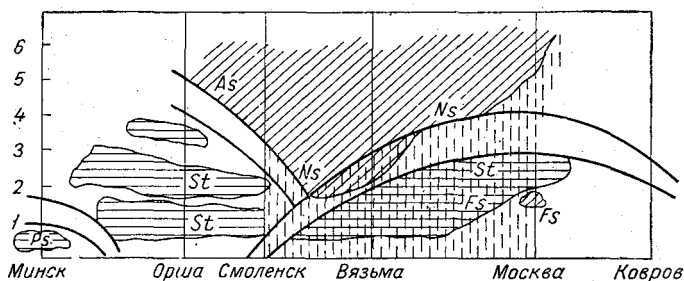


Рис. 95. Разрез через облачную систему окклюзии. Минск — Москва 19 апреля 1939 г. 01 час.

Кроме того, в процессе образования фронта окклюзии оформляется высотный термический гребень, в результате чего углы между изогипсами и изотермами увеличиваются и адвекция теплого воздуха в зоне теплого фронта усиливается.

Развитие фронтальной облачности и осадков при окклюировании идет особенно интенсивно тогда, когда в теплом секторе воздух близок к насыщению.

Облачность на фронте окклюзии в общем подобна облачности теплого фронта. На рис. 95 приведен типичный разрез через облачную систему окклюзии по типу теплого фронта, построенный по материалам учащенных зондирований ЦИП за 01 час. 19 апреля 1939 г.

Облачная система окклюзии — это мощная масса $Ns-As$, расположенная над обеими ветвями окклюзии и имеющая вертикальную и горизонтальную протяженность. Наибольшей мощности облака достигают в «лотке» окклюзии. Над теплой ветвью окклюзии облачность имеет тот же характер, что и на неокклюированном теплом фронте. Над холодной ветвью, если там

имеется восходящее движение, мы также наблюдаем мощные *Ns—As*, сливающиеся с теплофронтной облачностью в единую массу.

Если же холодная ветвь является катафронтом, то слоисто-дождевая облачность над ней разрушается и заменяется ливне-

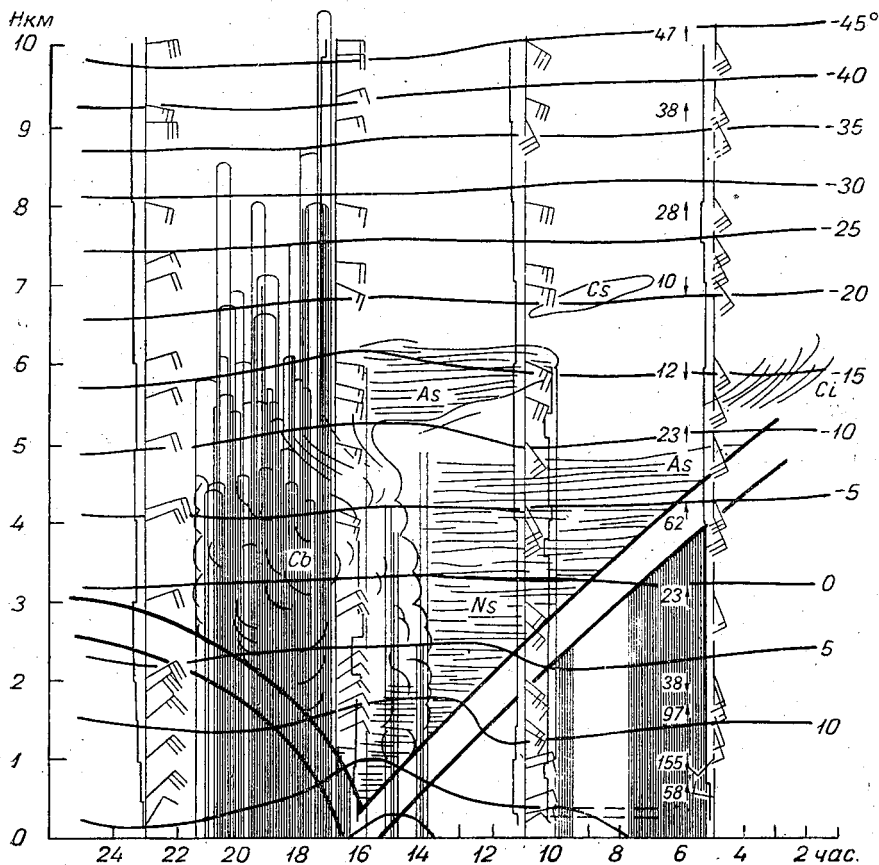


Рис. 96. Облачная система окклюзии по радиолокационным наблюдениям. Вертикальный разрез за 8/VII 1956 г.

выми облаками. Прохождение теплой ветви сопровождается обильными обложными осадками, после прохождения верхнего холодного фронта сменяющимися ливневыми дождями или снегопадами с крупой.

Наряду с надфронтальными *Ns—As* составной частью облачной системы окклюзии являются облака *St*, *Sc*, *St fr.*, развивающиеся как под теплой, так и под холодной ветвью окклюзии.

Можно думать, что подфронтальная облачность при окклюзиях развита больше, чем в неокклюдированных фронтах.

В общем облачная система фронта окклюзии имеет наибольшую вертикальную мощность из исследованных нами типов фронтальной облачности.

Характерный случай развития ливневых облаков в системе окклюзии был изучен в ЦАО при помощи радиолокационных наблюдений 8/VII 1956 г. (рис. 96) [84]. В это время Москва находилась в области циклона с центром в районе Рязани. Фронт окклюзии по типу теплого фронта прошел Москву между 16 и 17 час. Его сопровождала типичная фронтальная облачная система. На теплой ветви с 4 час. утра проходила система Cs—As—Ns, сопровождающаяся осадками и подфронтальными Fgnb. Слоисто-дождевая облачность заполняла также лоток окклюзии. Однако перед холодной ветвью развивалась конвективная облачность. Сначала Sb лишь изредка прорезали Ns, а затем они стали основным видом облаков. Ливневая и грозовая деятельность не ограничивалась областью холодного фронта. Почти вся центральная область циклона была охвачена ливнями и грозами, а к 17—18 час. конвекция усилилась еще термическими факторами, и в районе обзора радиолокатора были повсеместно отмечены ливни и грозы. Суммы осадков составляли в среднем 15,8 мм с максимумом в Химках до 38 мм.

§ 52. ОБЛАЧНЫЕ СИСТЕМЫ ХОЛОДНОГО ФРОНТА

Облачность холодных фронтов изучена значительно меньше, чем облака теплого фронта. Зависит это, с одной стороны, от трудности полетов в зоне холодного фронта, а с другой — от большого разнообразия процессов развития облаков, вызванного различием свойств самих фронтов. Единообразную схему облачности холодного фронта, по-видимому, построить невозможно.

Обычно различают два типа холодных фронтов — медленно движущийся анафронт, или холодный фронт первого рода, и катафронт, или быстро движущийся холодный фронт второго рода, в котором над поверхностью фронта развиваются нисходящие движения. За холодными фронтами первого рода холодная воздушная масса медленно вытесняет расположенную перед ней теплую массу. Так возникает облачность, аналогичная облачности теплого фронта, — система Cs—As—Ns, но расположенная в обратной последовательности. Вертикальное развитие и особенно горизонтальная протяженность системы значительно меньше, чем на теплом фронте.

На рис. 97 мы имеем пример облачной системы этого типа, прозондированной ЦИПом в 1940 г. Вертикальное развитие облаков в этом случае также ограничивалось нисходящими движе-

ниями, возникшими на более высоких уровнях. Благодаря значительной скорости ветра самые верхние слои облаков выносятся вперед в виде отдельных Ас.

В случае фронта второго рода нисходящие движения в верхней части фронта настолько сильны, что облака Ас, формирующиеся при подъеме теплого воздуха, начиная с высоты 3—4 км могут выноситься вперед и образовать зону осадков перед холодным фронтом. Такой случай описан Бьеркнесом [288] по зондированиям в Уккле в 1928 г., когда наличие нисходящих движений подтверждалось большой сухостью воздуха над фронтом

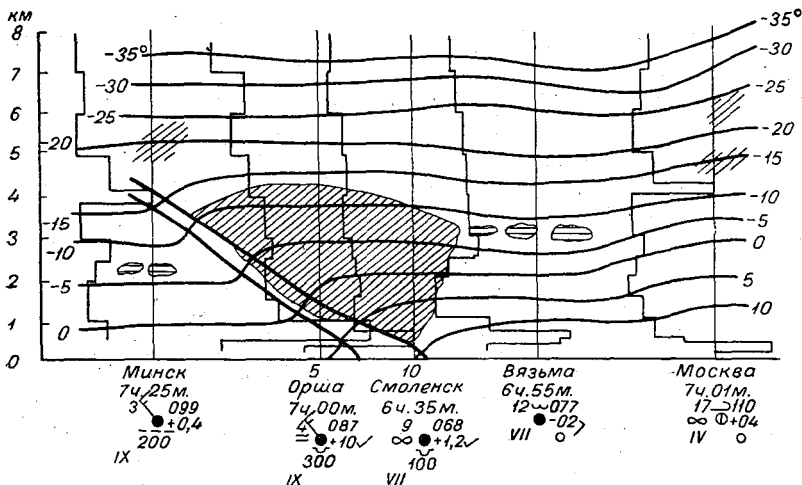


Рис. 97. Облачная система холодного фронта. Разрез Минск — Москва от 14 мая 1940 г. 7 час.

(30—40%). Существование нисходящих течений над холодным фронтом второго рода многократно (хотя и по косвенным признакам) отмечалось различными исследователями. Теоретически их существование над холодным фронтом было объяснено в 1956 г. А. Ф. Дюбюком [67] при расчете вертикальных движений, возникающих за счет конвергенции трения в области движущихся фронтов. На рис. 98 показана рассчитанная им схема вертикальных движений для холодного фронта заданного профиля. На ней ясно видна смена восходящих скоростей в головной части фронта на нисходящие на расстоянии от 200 до 400 км за фронтом. Далее на расстоянии от 400 до 600 км опять имеют место восходящие движения. Указанные расстояния зависят от выбранной при расчете скорости фронта (10 м/сек.), а, например, при скорости фронта 20 м/сек. длина волны скоростей увеличится вдвое. Подобная схема, несомненно, может объяснить распределение облачности на холодных фронтах, раз-

витие сильной конвективной облачности близ линии фронта и ее размывание и появление просветов вскоре за ним.

По данным Н. И. Мазурина и Б. М. Новикова, облачные системы холодных фронтов не ограничиваются надфронтальными облаками; наряду с ними часто отмечается значительный облачный массив под фронтом до высот 2—3 км, целиком расположенный в холодном воздухе до 250—300 км за линией фронта. Он наблюдается чаще при более медленном движении фронта, в среднем в 60% всех случаев. Мазурин и Новиков полагают, что основной причиной образования такой подфронтальной облачности является при достаточном влагосодержании

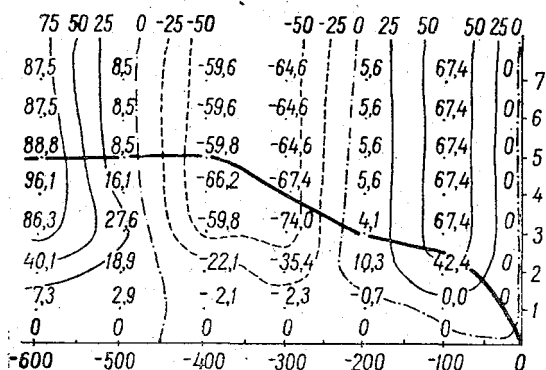


Рис. 98. Схема распределения вертикальных движений на холодном фронте (по А. Ф. Дюбюку).

холодного воздуха усиление конвергенции трения за счет увеличения циклонической кривизны изобар при замедленном движении фронта. По-видимому, и на случай холодного фронта можно перенести соображения Т. А. Цитович об увеличении влагосодержания за счет испарения выпадающих осадков и о роли турбулентности.

Наиболее существенной и важной чертой системы облаков холодного фронта является возникающая непосредственно перед «головой» холодного фронта линия или полоса мощных кучево-дождевых облаков, сопровождающихся шкваловыми ветрами, ливнями и грозами. Наиболее мощные Сб наблюдаются главным образом на быстро движущихся холодных фронтах второго рода. Интенсивность порождающего их восходящего движения зависит от скорости продвижения холодного фронта, контраста температур между холодной и теплой массой, а также от степени неустойчивости и влагосодержания теплого воздуха. Так, например, при анализе материала учащенных зондирований ЦИП 1940 г. отмечалось отсутствие кучево-дождевой облачности

перед холодным фронтом в тех случаях, когда фронт проходил в районах с устойчивой стратификацией теплого воздуха со сравнительно небольшими вертикальными градиентами температуры. Возникновение Сб тогда наблюдалось только в одном случае, над Вязьмой в 19 час. 14 мая 1940 г. при вертикальном температурном градиенте $0,87^\circ/100$ м и при положительной энергии неустойчивости, начиная от уровня 1,7 км.

В настоящее время развитие радиолокации позволило накопить большой материал наблюдений над фронтальными ливневыми облаками.

Е. Г. Зак и А. А. Федорова, анализируя данные радиолокационных наблюдений в ЦАО в 1955—1957 гг. [84], сопоставили их с вертикальными аэрологическими разрезами атмосферы и с интенсивностью термической конвекции, рассчитанной по методу Н. В. Лебедевой [119]. Так удалось показать, что первоначальный импульс к образованию Сб задается предфронтальным подъемом теплого воздуха, однако этот подъем, а следовательно образование Сб, ограничивается нижними слоями атмосферы. Для дальнейшего развития кучево-дождевых облаков вверх необходима уже термическая конвекция. Верхний уровень развития Сб совпадает с верхней границей этой последней. Так, например, 15 июля 1955 г., когда ливневые дожди в районе Москвы наблюдались с 12 до 18 час., возникновение мощно-кучевой и кучево-дождевой облачности было связано с холодным фронтом. Последний утром 15 июля проходил от центра циклона, расположенного над югом Урала, через Куйбышев и несколько севернее Москвы. Район Долгопрудного холодный фронт прошел между 12 и 13 час. Хотя прошедшие ливни, безусловно, имели фронтальное происхождение, но вынужденное восхождение воздуха перед холодным фронтом дало лишь первоначальный импульс для развития мощной конвекции. Ее дальнейшее усиление зависело от благоприятного сочетания ливнеобразующих факторов в теплой воздушной массе перед холодным фронтом. Не случайно в ночные и утренние часы на нем не развивались Сб. Они появились только тогда, когда наступил достаточный прогрев и началась термическая конвекция (рис. 99).

Модель конвекции, построенная по методу Н. В. Лебедевой и относящаяся к 16—18 час., показала, что условия были вполне благоприятными для развития термической конвекции и что уровень конвекции был на высоте 9 км. Благодаря большой мощности облаков ливневые дожди были сильными и повсюду сопровождалась грозами. Количество выпавших осадков в зоне обзора радиолокатора колебалось от 4 до 32 мм.

В другом случае, 28 июня 1956 г., ливни, наблюдавшиеся в Долгопрудном с помощью радиолокатора в юго-западной части экрана с 10 до 13 час. и в северо-восточной части с 14 до 18 час., были также связаны с прохождением (около 14 час.) холодного

фронта. Вынужденный подъем воздуха вдоль фронтальной поверхности в значительной степени усиливался общими вертикальными движениями в области циклона. Однако положительная энергия неустойчивости была мала (отклонение кривой

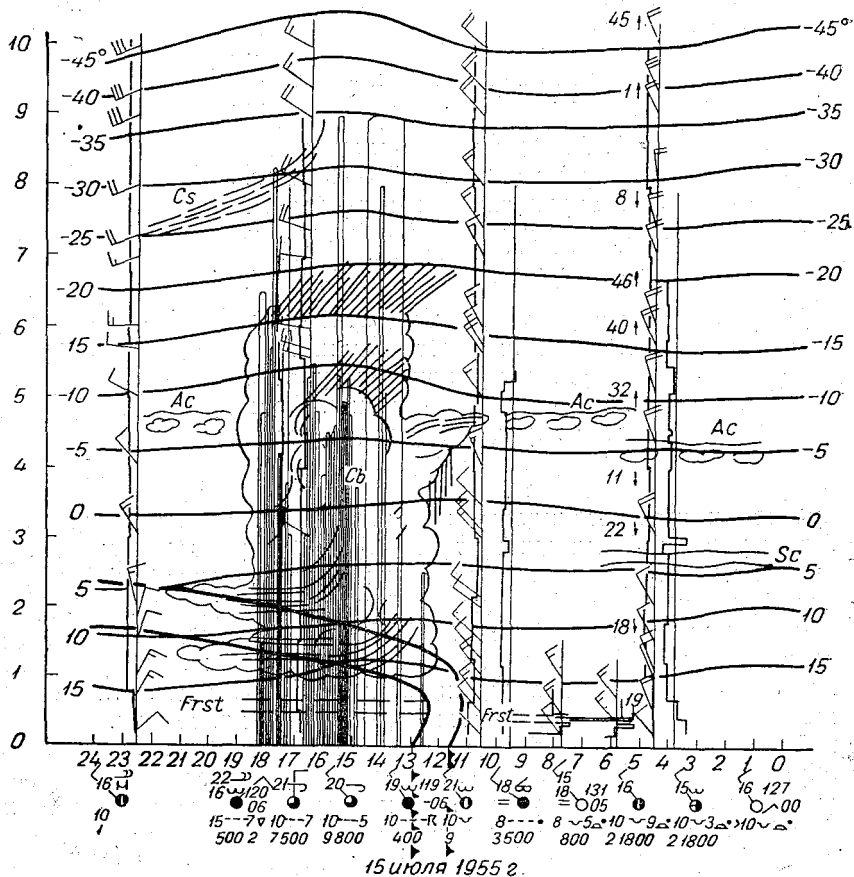


Рис. 99. Ливневые облака в голове холодного фронта по радиолокационным данным. Разрез за 15/VII 1955 г.

состояния от кривой стратификации составляло всего $1-2^{\circ}$), а конвективнонеустойчивый слой — невелик (мощность его была всего 80 мб). Действительно, ливни в этот день были много слабее, чем в предыдущем случае.

По аналогичной причине ливневые облака на холодном фронте наиболее часто и сильно развиваются в летние месяцы и значительно реже и слабее — весной и осенью.

Радиолокационные наблюдения позволили более детально рассмотреть и внутреннюю структуру ливневых облаков холодного фронта. Строго говоря, радиолокатор «видит» отражения только от областей, содержащих крупные капли. Следовательно, он обнаруживает не все облако, а лишь зону крупнокапельных осадков внутри облака и под ним, а также крупные

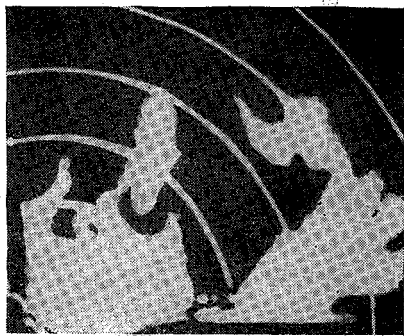
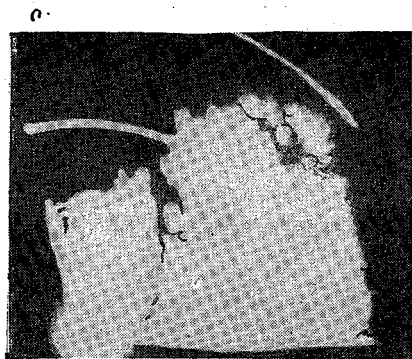
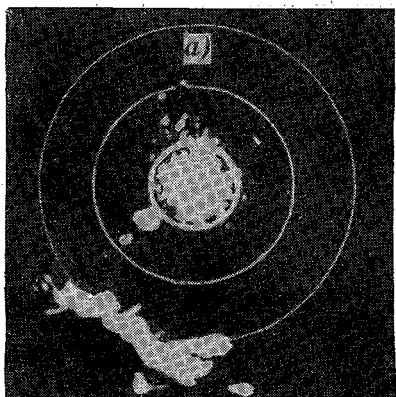


Рис. 100. Радиолокационные изображения фронтальных облаков.
а — горизонтальная проекция, *б* — вертикальная проекция.

элементы твердой фазы. Таким образом, изображения на экране радиолокатора отнюдь не представляют собой очертаний облаков. Тем не менее они позволяют следить за перемещением облаков и эволюцией их внутренней структуры. Обычно ливневые очаги фронтального происхождения разделены небольшими интервалами, располагаются цепочкой параллельно линии фронта и движутся вместе с фронтом или вдоль него. Отдельные очаги несколько вытянуты в направлении вдоль фронта, причем их длинные оси равны 10—20 км, поперечное сечение в 80% случаев не превышает 10 км (рис. 100). Области пред-

фронтальных ливней большей частью не образуют одного массива, а идут двумя или тремя волнами с интервалом в 1—2 часа.

Учащенные вертикальные радиолокационные разрезы позволили проследить структуру и эволюцию очагов ливней внутри кучево-дождевого облака.

Зона осадков внутри облака имеет весьма сложную и изменчивую во времени столбчатую или пальчатую конфигурацию. Осадки внутри *Cb* формируются в летнее время на уровне 4—5 км от основания облака при температуре —10, —15° в виде отдельных струй или потоков, которые затем сливаются вниз в сплошную зону, прослеживающуюся до земли. Наряду с ней образуются и оторванные области осадков, находящиеся целиком внутри облака и не достигающие земли. Эти очажки затем сливаются с общим потоком дождя. Местами происходит выбрасывание вверх элементов (частиц) осадков до уровня конвекции, т. е. до верхней границы облака или даже выше ее. Эти выбросы, вероятно, представляют собой отдельные струи или элементы конвекции. Существование отдельных выбросов весьма кратковременно, но иногда они следуют один за другим. Струи осадков также весьма изменчивы. Они быстро утолщаются и развиваются со временем или, наоборот, исчезают или объединяются. Зачастую «пальцы» осадков начинаются невысоко, но с течением времени проникают выше в толщу облака. Вслед за тем, однако, начинается разрушение верхней части областей осадков, выбросы прекращаются, контуры пальцев сглаживаются. Цикл жизни отдельного очага весьма невелик и продолжается 10—20 мин. Цикл жизни группы очагов, заключенных в одном облаке, измеряется 1—2 час.

§ 53. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ВО ФРОНТАЛЬНЫХ ОБЛАКАХ

Специфической формой фронтальных облаков являются, как мы видели, слоисто-дождевые и высоко-слоистые облака, объединенные в единое образование *Ns—As*. Остальные виды облаков, входящие во фронтальные облачные системы, а именно облака верхнего яруса, слоистообразные облака нижнего яруса и конвективные облака, встречаются, кроме фронтов, и в иных синоптических положениях и описаны в гл. IV, V и VIII. В настоящем параграфе мы будем рассматривать только условия в облаках *Ns—As* без разделения их по типам фронтов.

Наиболее существенным для физического состояния облаков является распределение температуры и влагосодержания.

Поле температуры в облаках *Ns—As*

Выше было показано, что расположение облаков *Ns—As* по высоте весьма разнообразно. Нижняя граница встречается на высоте от 200 м до 5 км, а верхняя от 2 до 6 км. Это обстоя-

тельство показывает, что амплитуда значений температуры в облаках должна быть очень значительной. Несколько уменьшает ее то обстоятельство, что облака $Ns-As$ возникают лишь в более теплой из взаимодействующих масс.

Температура нижней границы. В табл. 61 приведена повторяемость значений температуры на нижней границе $Ns-As$ за год по данным Е. Г. Зак [78], [79].

Таблица 61

Повторяемость значений температуры на нижней границе $Ns-As$ за год над ЕТС

Температура (град.)	-30, -25	-25, -20	-20, -15	-15, -10	
Повторяемость (%)	0,6	2,4	4,8	10,0	
Температура (град.)	-10, -5	-5, -0	0-5	5-10	10-15
Повторяемость (%)	15,3	26,5	25,7	9,8	4,6
					Число случаев
					776

Видно, что температура на нижней границе $Ns-As$ колеблется от $+15$ до -30° , т. е. годовая амплитуда ее достигает 45° . Наибольшая повторяемость ее соответствует значениям от -15 до $+5^\circ$. Отметим, что отрицательная температура на нижней границе несколько преобладает (60%). По сезонам повторяемость отрицательных температур на нижней границе распределяется следующим образом (табл. 62).

Таблица 62

Повторяемость отрицательных температур на нижней границе $Ns-As$

Сезон	Зима	Весна	Лето	Осень
Повторяемость (%)	73	53	30	52

Следовательно, за исключением лета, во все сезоны отрицательные температуры на нижней границе встречаются чаще положительных.

Повторяемость температур внутри облаков. В вышеупомянутых работах [78], [79] приводятся данные о повторяемости значений температуры внутри облаков $Ns-As$ в средних широтах. Диапазон наблюдавшихся в течение всего года температур в $Ns-As$ достигал 56° (от $+16$ до -40°).

В отдельном облаке амплитуда часто доходит до 40° , причем типичен плавный ход повторяемости t без резких максимумов. Если рассмотреть температуры, имеющие повторяемость более 25%, то характерным для $Ns-As$ является интервал температуры от $+8$ до -22° , а абсолютно преобладающим является узкий интервал t от -8 до -12° , включающий 60% всех наблюдений. Температурный порог (-11 , -12°) имеет существенное значение для микрофизических процессов в облаках; весьма важен и тот факт, что облака $Ns-As$ являются облаками преиму-

щественно отрицательных температур. Среднее значение градиента γ в них меньше влажноадиабатического, причем оно несколько растет с высотой: на нижней границе $\gamma=0,47^\circ$, в середине облака $0,49^\circ$ и в верхней части $0,55^\circ$.

Распределение удельной влажности в облаках Ns—As

Абсолютные величины удельной влажности не являются репрезентативными для облаков, поскольку они характеризуют не облако, а воздушную массу в целом. В условиях ЕТС значения удельной влажности в Ns—As колеблются от 1 до 14 г/кг при среднем значении 5,0 г/кг и наибольшей повторяемости значений 4,0 г/кг. Тем не менее распределение удельной влажности внутри облака является существенной характеристикой последнего.

Как правило, область максимальных значений удельной влажности находится внутри облака на высоте 1—2 км непосредственно у верхней границы фронтальной зоны, иначе говоря, у основания надфронтальных Ns—As. С высотой величина удельной влажности убывает. Вертикальный градиент удельной влажности γ_q имеет значения от 0 до 1 г/кг на 1 км и в среднем около 0,5 г/кг на 1 км.

Распределение водности во фронтальных облаках

Влагосодержание облака Q определяется удельной влажностью воздуха q и водностью самого облака W :

$$Q = q + \frac{W}{\rho_v}$$

Методы измерения водности облаков при самолетных зондированиях, предложенные В. Е. Минервиным [152], В. А. Зайцевым [74] и др. (см. гл. XI), позволяют надежно определять только количество капельной воды. До сих пор мы очень мало знаем о количестве воды в облаках в твердой фазе. Водность капельножидкой части фронтальных облаков, по данным Минервина [152], колеблется от 0,002 до 1,55 г/м³. Среднее значение водности составляет в Ns 0,22, в As 0,17 г/м³. Для нас особый интерес представляют исследования С. Н. Бурковской [30], выполненные в 1958 г., в которых рассмотрена водность в облаках теплового фронта, по данным наблюдений с прибором В. А. Зайцева в трех пунктах — Риге, Ленинграде и Москве. Измерения производились до высоты 3,5—4,0 км. На рис. 101 показано среднее распределение водности на разрезе теплового фронта в функции от высоты и удаления от линии фронта. Наибольшие значения водности наблюдаются в узкой области, вытянутой вдоль поверхности фронта, причем среднее значение водности в этой области составляет $W=0,32$ г/м³, а максимальное — до 0,59 г/м³.

Выше над фронтом имеется зона более низких значений водности, простирающаяся параллельно зоне максимума.

Под фронтом вначале наблюдается быстрое убывание водности, а на расстоянии 300—400 км впереди линии фронта обнаруживается на высоте около 1000 м добавочный максимум водности, связанный с подфронтальными St fr. Здесь среднее значение $W=0,23$ г/м³. Непосредственно над наземной линией фронта на высоте 2,5—3,5 км имеется изолированный очаг повышенной водности (W до 0,44 г/м³). За линией фронта на всех

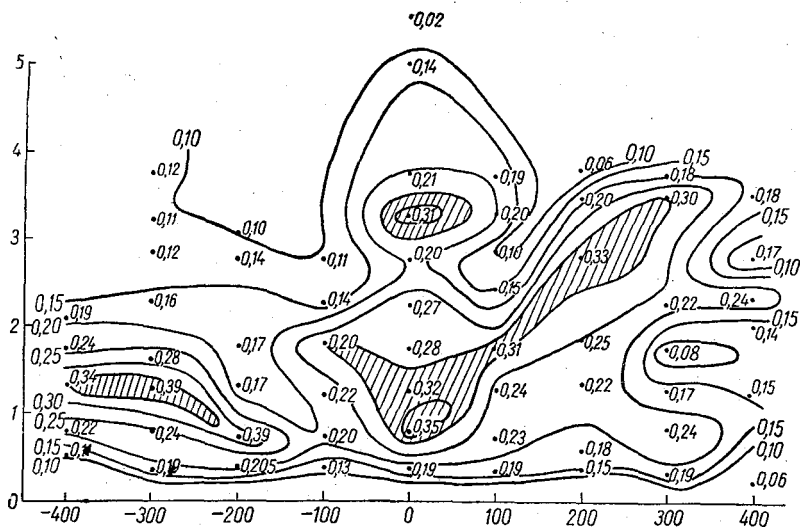


Рис. 101. Среднее распределение водности (г/м³) в облаках теплового фронта (по С. Н. Бурковской).

уровнях отмечаются малые значения водности облаков. Автор обращает внимание на то, что распределение водности, отражающее распределение интенсивности облакообразования, качественно хорошо согласуется со схемой вертикальных скоростей в зоне фронта, составленной А. Ф. Дюбюком [66], [67].

Данные С. Н. Бурковской являются лишь первой попыткой изучения водности фронтальных облаков. Заметные искажения при этом, несомненно, внесены вследствие неучета вклада кристаллической части облаков, тем более, что, как мы увидим ниже, последняя играет значительную роль в структуре фронтальных облаков.

§ 54. МИКРОСТРУКТУРА ОБЛАКОВ Ns—As

Фронтальные облака в отношении микроструктуры столь же сложны, как и в отношении их пространственного положения. Большие диапазоны температуры и большие размеры облачной

системы, естественно, приводят к образованию в облаках $Ns—As$ частиц различных фаз, размеров и форм. Таким образом, микрофизическое состояние $Ns—As$ оказывается наиболее сложным по сравнению с другими типами облаков, за исключением, может быть, Sb . Исследование микроструктуры фронтальных облаков было начато работами Берга [275] в 1940 г., Пеплера [524] в 1940 г., Вейкмана [621] в 1945 г. и др. В Советском Союзе обширные экспериментальные работы по этому вопросу выполнены в Центральной аэрологической обсерватории ГУГМС, по материалам которых в основном составлен данный параграф.

Фазовое состояние $Ns—As$. Фазовый состав $Ns—As$ весьма неоднороден. В них можно выделить:

- а) зону водных облаков, состоящих из капель при положительной температуре (фаза теплых капель);
- б) зону, состоящую из ледяных кристаллов (кристаллическая фаза);
- в) зону, состоящую из смеси переохлажденных капель и кристаллов (смешанная фаза).

Эти фазы могут встречаться в облаке в различных сочетаниях.

В табл. 63 приведена повторяемость различных фаз в облаках $Ns—As$ за год, по данным Е. Г. Зак [79].

Таблица 63

Повторяемость фаз в облаках $Ns—As$ над ЕТС

	Капельножидкая фаза				Кристаллическая фаза		
	капли при $t > 0^\circ$	капли переохлажденные	водяные капли в целом	в том числе чисто водяные облака	кристаллическая фаза в целом	в том числе чисто кристаллические облака	смешанная фаза
Повторяемость (%)	19	58	64	24	65	37	29

Примечание: Повторяемость рассчитана по отношению к числу случаев облаков.

По этим данным, водяная и кристаллическая фазы наблюдаются одинаково часто (64 и 65%)¹. Облака содержат в 24% случаев только капли и в 37% случаев только кристаллы. В 23% случаев в одном и том же облаке наблюдаются капли и кристаллы одновременно. Притом в 21% случаев имела место смешанная фаза, а в 8% зоны кристаллов и капель располагались друг над другом. Переохлажденная фаза встретилась в 58%. Это значит, что из числа всех капельных облаков 90% являются переохлажденными. Таким образом, переохлажденное состояние

¹ Очевидно, в ряде случаев они отмечаются одновременно.

есть нормальное, преобладающее состояние фронтальных капельных облаков.

Отмечается также сезонный ход повторяемости фаз. Так, кристаллическая фаза имеет максимум повторяемости в январе (85%) и минимум в июне (24%). Воляная фаза, наоборот, наиболее часто наблюдается в июле (89%) и реже всего в январе (41%). Повторяемость переохлажденной воды почти одинакова во все сезоны (50—60%).

Распределение повторяемости фаз по высоте. Повторяемость переохлажденной и твердой фазы, примерно одинаковая в облаке в целом, значительно различается на отдельных уровнях. От нижней границы облака до уровня 2 км над поверхностью земли вероятности переохлажденной и кристаллической фаз очень близки. Выше 2 км повторяемость твердой фазы непрерывно растет и на уровне 5,3 км достигает 65%. Повторяемость переохлажденной водяной фазы растет с высотой значительно медленнее. Максимум ее (40%) достигается на уровне 3,5 км, и затем повторяемость опять слегка уменьшается.

Сезонный ход распределения фаз по высоте может быть уяснен по изменению высот наибольшей повторяемости переохлажденной фазы. Так, зимой область наибольшей повторяемости переохлажденной зоны расположена между 1,5 и 2,5 км, а летом — между 3,5 и 5,0 км. До высоты 2 км переохлажденная зона летом отсутствует.

Повторяемость переохлажденной и твердой фазы в зависимости от температуры. Данные экспериментальных полетов, как и результаты лабораторных исследований, говорят о возможности существования переохлажденных капель при весьма низких температурах. В облаках неоднократно отмечается наличие капель при температуре ниже -30° . Сравнительная вероятность переохлажденной и твердой фаз в $Ns-As$ в интервале от 0 до -36° подробно рассмотрена Е. Г. Зак.

Переохлажденная фаза преобладает до $-6, -8^{\circ}$, когда ее повторяемость достигает максимума (56%). При понижении температуры вероятность переохлажденной капельной фазы уменьшается равномерно вплоть до -28° . Ниже -28° удерживается низкая вероятность порядка 10%. Наоборот, повторяемость твердой фазы неуклонно возрастает. Так, при температуре, близкой к 0° , она несколько меньше повторяемости переохлажденной фазы, а начиная с -8° она резко преобладает и достигает 100% при температуре, близкой к -40° .

При $t = -8^{\circ}$ обе фазы равновероятны. Поскольку, как было сказано выше, температура $-8, -12^{\circ}$ наиболее часто встречается в облаках $Ns-As$, можно сделать заключение о сравнительно частой неустойчивости фазового состояния в облаках.

Последовательность фаз в облаках $Ns-As$. Типы микроструктуры. Выше уже указывалось на то, что различные

фазы встречаются в неодинаковых сочетаниях и различной последовательности по высоте. Е. Г. Зак выделяет следующие типы сочетаний и последовательности фаз во фронтальных облаках.

Тип I — чисто водяные облака, содержащие только капли, большей частью переохлажденные.

Тип II — чисто кристаллические облака.

Тип III — облака, состоящие во всей толще из смеси переохлажденных капель и ледяных кристаллов.

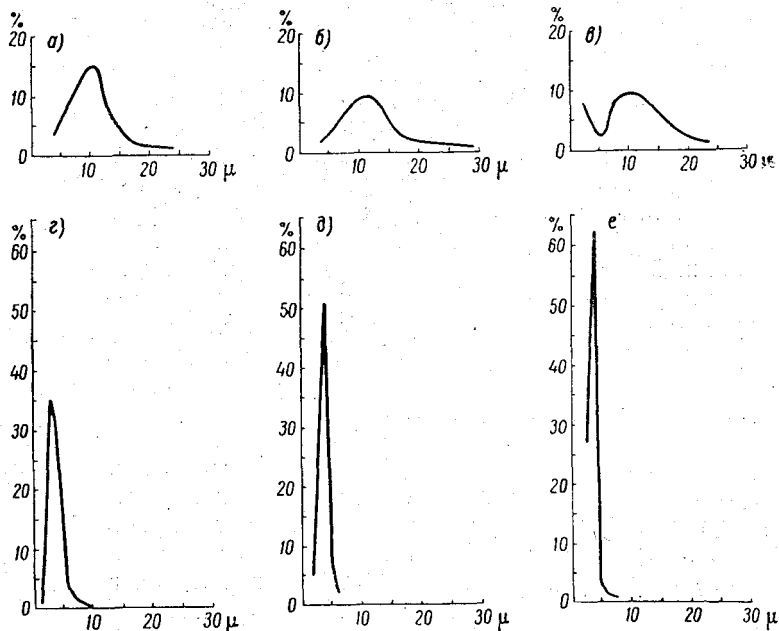


Рис. 102. Типичные спектры распределения размеров капель в капельножидких зонах облаков Ns—As.

a — 14 апреля 1952 г., $r_{\text{ср}} = 10,5 \mu$, *б* — 29 марта 1957 г., $r_{\text{ср}} = 12,9 \mu$,

в — 17 ноября 1957 г., $r_{\text{ср}} = 10,8 \mu$.

Типичные спектры распределения размеров в смешанных зонах облаков Ns — As.

г — 17 марта 1951 г., $r_{\text{ср}} = 3,8 \mu$, *д* — 7 марта 1951 г., $r_{\text{ср}} = 3,2 \mu$, *е* — 14 декабря

1952 г., $r_{\text{ср}} = 3,9 \mu$.

Тип IV — облака, состоящие из последовательных слоев капель и кристаллов.

Тип V — облака, состоящие из трех или четырех слоев (водяной теплый, водяной переохлажденный, смешанный и кристаллический). Слои эти могут располагаться и в другом порядке.

Особенности микроструктуры фронтальных облаков. Микроструктура облаков подробно описана в гл. II.

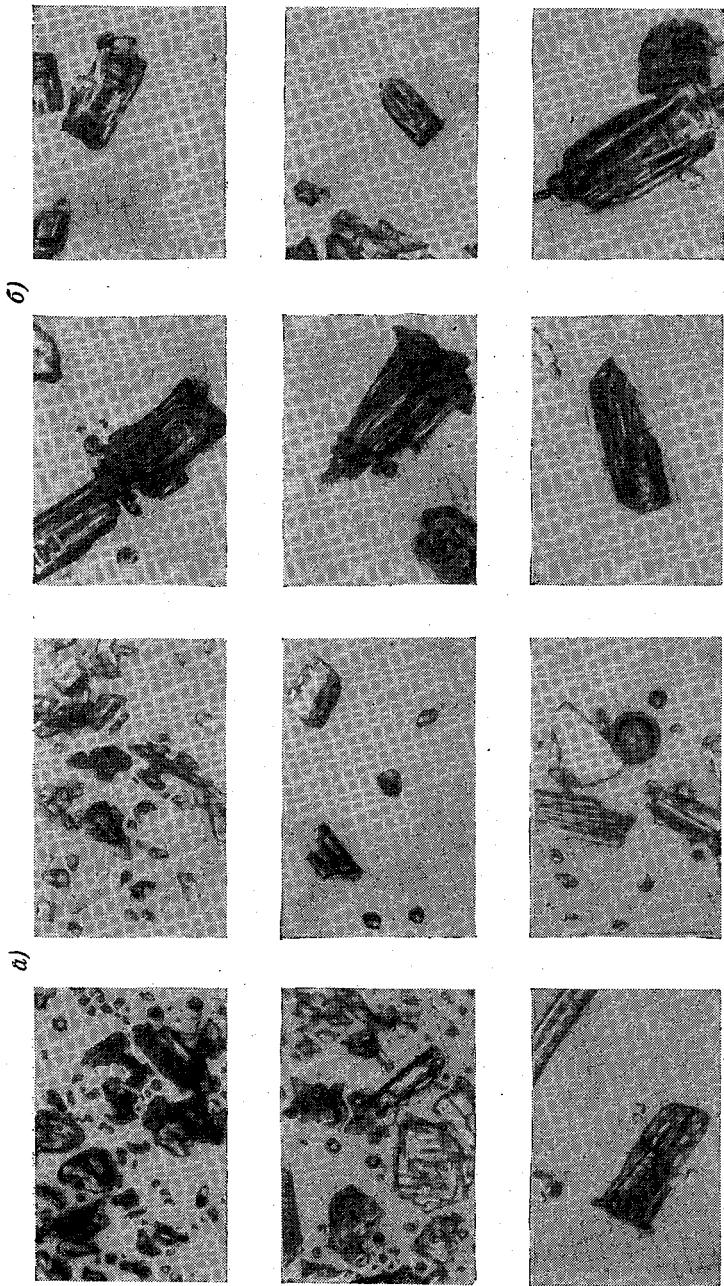


Рис. 103. Формы кристаллов в облаках Ns — As.
 а — 16 марта 1952 г., б — 18 марта 1952 г.

Мы здесь поэтому остановимся лишь на некоторых особенностях микроструктуры фронтальных облаков.

Капли. Приведенные в гл. II, § 15—16 данные о размерах капель в облаках Ns—As относятся к водяной фазе этих облаков. Характер спектра распределения капель в смешанных зонах Ns—As резко отличен, как это отмечено в § 25, от аналогичных спектров чисто капельных облаков (рис. 102).

В смешанных зонах Ns—As имеются значительно более мелкие капли, средний радиус которых составляет 3,5 м; чаще всего повторяющиеся размеры 2—3 м, спектр распределения узкий, с резким максимумом; «шлейф» крупных капель отсутствует. Кроме того, в отдельных случаях в облаках, кажущихся чисто кристаллическими, обнаружено существование очень мелких капель, наблюдать которые весьма трудно.

Кристаллы. Особенностью облаков Ns—As является одновременное существование различных форм кристаллов в одном и том же облаке в соседних его зонах. По-видимому, происходит проникновение кристаллов из верхних частей облака в ниже расположенный слой. Наблюдается также образование различных форм кристаллов в облаках в одинаковых интервалах температур. Так, при наблюдениях экспедиции ЦАО [22] 16 марта 1952 г. и 18 марта 1951 г. при почти одинаковом интервале температур в облаках (от -11° до -31° в 1952 г. и от -8° до -30° в 1951 г.) во втором случае во всей толщине облака имели место однородные кристаллы в виде хорошо оформленных крупных снарядов (рис. 103); а в первом случае встретились в большом количестве почти исключительно мелкие бесформенные кристаллы с вкраплением отдельных столбиков.

В облаках Ns—As наблюдается, кроме того, большая изменчивость форм кристаллов во времени. Отмечались случаи, когда при зондированиях, проведенных с интервалом в 1—2 часа, обнаруживалась полная смена форм кристаллов. По-видимому, форма кристаллов определяется, помимо температуры, также и другими факторами, например, интенсивностью процесса облакообразования, скоростью роста кристаллов, фазовой структурой облака и т. д. Для уточнения этого вопроса требуются дальнейшие исследования.

Эволюция микроструктуры облаков. Разнообразие фазового состояния облаков Ns—As объясняется, с одной стороны, их большой пространственной протяженностью и различными условиями формирования облака, а с другой — изменением состояния облака, т. е. развитием атмосферного процесса. При этом каждой фазе пространственного развития соответствует определенный характер микроструктуры.

Начальной фазе развития облака соответствует смешанная микроструктура (тип III). Во всей толще облака происходит интенсивная конденсация, капли возникают, быстро растут и, поднимаясь со сравнительно большими скоростями в восходя-

щем потоке, кристаллизуются. Вследствие непрерывного новообразования капель капли и кристаллы сосуществуют длительное время.

Фаза активного облакообразования характеризуется также наличием смешанной микроструктуры. Продолжается непрерывное возникновение капель, компенсирующее потерю части их в результате кристаллизации и переконденсации пара с капель на кристаллы. Регенерация капель происходит вначале во всей толще облака, а затем по мере ослабления восходящих движений лишь в отдельных, более или менее мощных слоях. Это приводит к переходу микроструктуры в тип V (слоистое распределение обеих отдельных фаз).

Фаза зрелого облака соответствует, как уже указывалось, значительному ослаблению восходящего движения. Новообразование капель при этом также ослабевает и даже совсем прекращается, число капель уменьшается, капли испаряются и кристаллизуются и облако становится чисто кристаллическим. Во всей толще облака кристаллы различных форм продолжают расти и с увеличивающейся скоростью выпадают. Этот тип микроструктуры соответствует фазе расслоения облачного массива (см. § 49).

Из вышесказанного следует, что имеет место тесное взаимодействие синоптических условий и микроструктуры в процессе образования и разрушения фронтальных облаков.

ПЕРИСТЫЕ ОБЛАКА

Облака верхней тропосферы — перистые (Сi, Сs, Сс) — в настоящее время являются наименее изученными из всех видов облаков. Наши сведения об их морфологических характеристиках, условиях образования, физическом строении и т. п. пока еще являются весьма приближенными. Лишь в последние годы благодаря мощному развитию реактивной авиации и значительному увеличению числа полетов самолетов на больших высотах удалось получить достаточно надежные данные о характеристиках этих облаков.

§ 55. ВЫСОТА, МОЩНОСТЬ И ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ ПРОТЯЖЕННОСТЬ ПЕРИСТЫХ ОБЛАКОВ

Высота уровня распространения перистых облаков заметно меняется в зависимости от широты. В умеренных широтах перистые облака в основном располагаются в слое от 6,5—7,5 до 9—10 км. В средней высоте нижней границы этих облаков здесь около 7 км, верхней — 8,5—9,5 км. Однако в некоторых случаях они находятся значительно выше — до 12—13 км, а иногда, судя по указаниям пилотов, даже до 15 км.

В тропических и экваториальных широтах высоты перистых облаков много больше. В этих районах нижняя граница Сi часто располагается на уровне 12—13 км, верхняя — на 14—15 км. Максимальные высоты, на которых здесь встречались перистые облака, достигают 17—18 км, а в отдельных редких случаях 20 км. В полярных областях перистые облака, по-видимому, располагаются несколько ниже, чем в умеренных широтах, но ненамного. Статистических данных о высотах Сi в этих районах не имеется.

В табл. 64 приведены некоторые данные о средних и максимальных высотах нижней границы перистых облаков в различных географических пунктах (по Зюрингу [594]).

Высота перистых облаков увеличивается в летние месяцы и уменьшается в зимние. Однако амплитуда этих колебаний не-

велика, во всяком случае в умеренных широтах она составляет 0,5—1,0 км.

Таблица 64

Пункт	Широта	Высота C_i — C_s (км)	
		средняя	максимальная
Боссекоп (Северная Норвегия) . . .	70°N	7,3	
Павловск (СССР) — Упсала (Швеция) . . .	60	7,6	
Потсдам (ГДР) — Трапп (Франция) . . .	51	8,7	12,67
Блю-Хилл — Вашингтон (США) . . .	40	10,15	15,01
Мера (Япония)	35	11,02	16,79
Манила (Филиппины)	14	12,05	20,45
Джакарта (Индонезия)	6°S	11,04	18,60

Высоты нижней границы облаков верхнего яруса характеризует табл. 65, заимствованная у А. М. Баранова [9].

В отдельных случаях высота C_i может иногда очень сильно отличаться от средней, однако существуют уровни, на которых перистые облака в данном районе располагаются наиболее часто.

Таблица 65

Повторяемость (%) различной высоты нижней границы облаков верхнего яруса

Сезон	Высота (км)					
	около 6,0	6,1—7,0	7,1—8,0	8,1—9,0	9,1—10,0	10,1—11
Зима	43,6	34,1	15,6	5,2	1,5	
Весна	42,4	28,6	17,8	8,1	3,1	
Лето	24,6	36,3	26,8	8,4	3,4	0,5
Осень	39,4	31,8	19,7	5,1	3,5	0,5
Год	37,4	32,4	20,1	6,8	3,0	0,3

Для характеристики приведем данные Литлджонса [458] о повторяемости (в процентах) высот нижних и верхних границ C_i — C_s над экваториальной юго-восточной Азией (табл. 66).

В различных географических районах высота этих уровней, конечно, различная: она повышается с уменьшением широты.

Вертикальная мощность (толщина) слоя перистых облаков колеблется в широких пределах — от немногих сотен метров до 5—7 км. Однако обычно толщина их составляет 1,5—2,5 км. Так, по данным В. И. Унукова, средняя толщина C_i около 2 км; А. М. Баранов [9] соответственно получил 1,8—2,5 км для

фронтальных $Ci-Cs$ и около 1 км для внутримассовых. Джеймс [401] указывает, что преобладающая мощность перистых облаков от 1,2 до 1,8 км, а Маргетройд и Гольдсмит [498] — 1—1,5 км. Наконец, Н. Г. Пчелко и Г. Д. Решетов, хотя и не приводят статистических данных, но отмечают, что в обработанных ими полетах наиболее часто встречались облака $Ci-Cs$ мощностью около 3 км.

Таблица 66

Граница	Сливается с облаками среднего яруса	Высота (км)						Число наблюдений
		8,3—9,9	10,0—11,6	11,7—13,3	13,4—14,9	15,0—16,6	16,7—18,3	
Нижняя	3	9	15	36	22	14	1	278
Верхняя			3	10	33	47	7	295

В еще больших пределах колеблется горизонтальная протяженность перистых облаков. Ширина отдельных разбросанных по небу хлопьев Ci floc. или Cs floc. всего несколько сотен метров, в крайнем случае несколько километров, тогда как облака Ci fil., затягивающие весь небосвод, или система Cs имеют протяжение до тысячи километров и более. Приведем для примера данные Г. Д. Решетова [184] о повторяемости (в процентах различной горизонтальной протяженности масс фронтальных $Ci-Cs$ (табл. 67).

Таблица 67

Тип фронта	Протяженность облаков по нормали к фронту (км)						Число случаев
	<200	201—400	401—600	601—800	801—1000	>1000	
Теплый		15	49	31	5		98
Холодный	26	59	15				118
Фронт окклюзии	16	31	38	16			32

Вдоль фронта массы этих облаков могут протягиваться на всю его длину, т. е. тоже на 1000 км и более.

Положение перистых облаков тесно связано с высотой тропопазузы. По данным температурных зондирований, перистые об-

лака, как правило, располагаются под тропопаузой — либо непосредственно под ней, либо несколько ниже ее — на расстоянии до 1 км, редко больше. Тропопауза, являясь мощным задерживающим слоем, ограничивает сверху уровень развития восходящих движений и тем самым, с одной стороны, способствует накоплению водяного пара под ней, а с другой — препятствует обмену с более высоко расположенными слоями. Эта закономерность была отмечена еще М. М. Рыкачевым в 1910 г., а затем подтверждена рядом авторов: И. Г. Пчелко, Г. Д. Решетовым, В. И. Унуковым, А. М. Барановым, Джеймсом, Литлджонсом и др.

В табл. 68 приведена повторяемость разностей высот тропопаузы и верхней границы перистых облаков по данным Г. Д. Решетова.

Именно эта связь с тропопаузой объясняет указанную ранее зависимость высоты перистых облаков от широты. Повышение высоты C_1 от полюсов к экватору обусловлено соответствующим повышением высоты тропопаузы. Напомним, что в среднем тропопауза в полярных областях расположена на высоте 8—9 км, в умеренных широтах — на 10—12 км и в тропическом поясе — на 16—18 км. Соответственно меняется и средняя высота C_1 от 9—9,5 км в умеренном поясе до 14—15 км в тропическом.

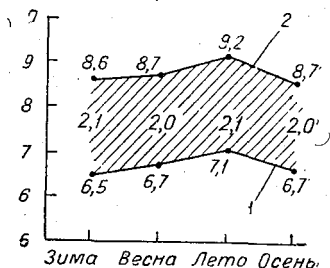


Рис. 104. Средняя высота нижней (1) и верхней (2) границы перистых облаков над ЕТС (по А. М. Баранову).

Таблица 68.

Разность высот верхней границы C_1-C_2 и тропопаузы (м)	+500	501—1000	1001—2000	>2000	Число случаев
Повторяемость (%)	82	12	4	2	249

Вместе с тем тропопауза не всегда является верхней границей распространения перистых облаков. Иногда эти облака проникают в глубь тропопаузы до 1 км и более или даже находятся целиком в стратосфере. Сколь часты подобные случаи, установить затруднительно, так как данные различных авторов довольно разноречивы. Так, по наблюдениям Джеймса [401], число облаков, проникавших в тропопаузу, около 7%. А. М. Баранов [9] соответственно получил от 6 до 9% и В. И. Унуков — 14%. В то же время, по данным И. Г. Пчелко [176], повторяемость таких облаков всего лишь 3% (или меньше), а Г. Д. Решетов при своих полетах вообще не наблюдал C_1 в тропопаузе.

Возможность проникновения перистых облаков в область тропопаузы тесно связана с типом тропопаузы, т. е. зависит от того, насколько сильно последняя выражена как задерживаю-

щий слой. Это проникновение наблюдается чаще всего в том случае, когда в тропопаузе продолжается слабое падение температуры с высотой ($\gamma \leq 0,2^\circ/100 \text{ м}$). При наличии изотермии в слое тропопаузы это явление также имеет место, но уже реже. Наконец, при инверсионной тропопаузе проникновение перистых облаков внутрь ее вообще практически не наблюдалось.

Температура в перистых облаках. Сведения о температуре облаков верхней тропосферы в настоящее время еще более ограничены, нежели сведения об их высотах. Наиболее полные данные о температурах верхней и нижней границ этих облаков получены в полетах Маргетройда и Гольдсмита [498], хотя и они весьма малочисленны. В этих полетах температура на нижней границе колебалась в пределах от -23 до -62° с максимумом

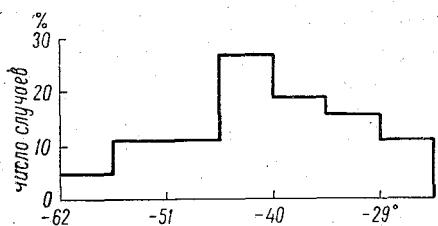


Рис. 105. Температура на нижней границе перистых облаков (по Маргетройду и Гольдсмиту).

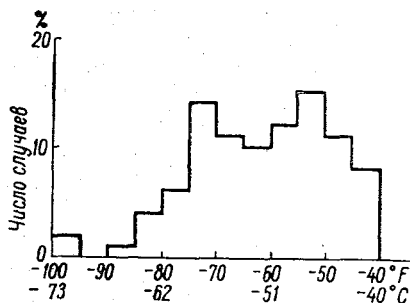


Рис. 106. Температура на верхней границе перистых облаков (по Маргетройду и Гольдсмиту).

повторяемости при -40 , -45° (рис. 105). На верхней границе наблюдались температуры от -40 до -75° с двумя слабовыраженными максимумами -46 , -48° и -57 , -60° (рис. 106).

Сходные температуры на границах перистых облаков получены и Кампе. Правда, они несколько сдвинуты в область более высоких температур — от -10 до -50° на нижней границе и от -25 до -60° на верхней, что, по-видимому, объясняется меньшими высотами полетов, обработанных Кампе. Однако и по его данным чаще всего встречаются облака с температурами -36 , -40° на нижней границе и -46 , -50° на верхней, что согласуется с результатами наблюдений Маргетройда и Гольдсмита.

Это весьма примечательный факт. Напомним, что в результате лабораторных исследований условий образования ледяной фазы (см. гл. I, § 10, 11) обнаружено резкое увеличение скорости образования кристаллов при температуре -41° и ниже. Соответствие результатов лабораторных и полевых исследований, несмотря на малочисленность последних, позволяет думать, что температурный интервал -40 , -50° является особо благоприятным для образования кристаллов, а следовательно, и перистых облаков также и в естественных условиях.

Влажность в перистых облаках. Сведения о влажности в перистых облаках еще более скудны главным образом вследствие отсутствия в настоящее время достаточно надежного и точного прибора для измерения влажности при очень низких температурах и малых значениях абсолютной влажности. Только в полетах Маргетройда и Гольдсмита были сделаны попытки провести такие измерения с помощью конденсационного гигрометра Добсона—Брюэра. Результаты их (рис. 107) показывают, что внутри перистых облаков в основном наблюдается положительная разность между температурой точки инея и температурой воздуха, т. е. существует некоторое пересыщение относительно льда¹.

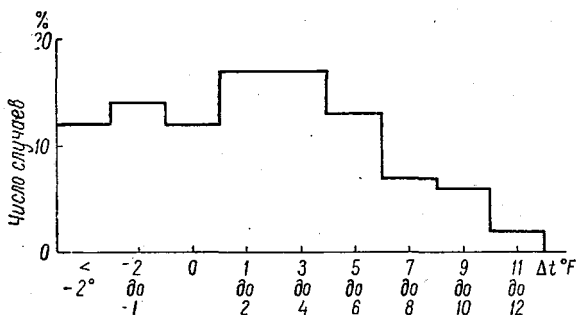


Рис. 107. Разность температуры точки инея и воздуха в перистых облаках (по Маргетройду и Гольдсмиту).

К этому же выводу приводит косвенная оценка условий влажности в перистых облаках по продолжительности их жизни. Действительно, большая длительность существования кристаллических перистых облаков в течение многих часов возможна лишь при пересыщении или по крайней мере насыщении надолгом. В противном случае (при отсутствии насыщения или пересыщения) кристаллы, составляющие облака, должны испариться в течение нескольких минут. О том же говорит, и нередко, длительное существование конденсационных следов за самолетами — этих искусственных перистых облаков.

§ 56. УСЛОВИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ПЕРИСТЫХ ОБЛАКОВ

В один класс облаков верхней тропосферы (перистых) по формальному признаку — по высоте их расположения — включены облака, весьма разнообразные как по форме, так и, несомненно, по условиям образования. Сюда входят и типичные

¹ Как видно на рис. 107, изредка наблюдалось некоторое недосыщение относительно льда, возможно, из-за неточности измерений или из-за кратковременных флуктуаций влажности.

слоистые облака (например, Cs neb.), и кучевые (Cc floc.), и волнистые (Cc und., Ci und.), и промежуточные формы. Одни из них обязаны своим происхождением упорядоченному подъему воздуха над поверхностью фронта, другие возникают вследствие турбулентного перемешивания под инверсией, третьи образуются в результате конвекции и т. д. Практически здесь в той или иной степени действуют те же основные механизмы облакообразования, что и в нижней или средней тропосфере. Вместе с тем существенные особенности верхней тропосферы — очень низкие температуры, малое абсолютное влагосодержание, большое удаление от земной поверхности, — общие для всех форм облаков этого яруса, объясняют некоторые специфические особенности процессов образования перистых облаков.

К сожалению, условия образования перистых облаков в настоящее время исследованы очень слабо. Они изучены лучше с синоптической точки зрения, т. е. в отношении связи с атмосферными процессами крупного масштаба, благоприятствующими образованию перистых или перисто-слоистых облаков в верхних слоях тропосферы. Зависимость образования облаков верхней тропосферы от характера синоптических процессов рассмотрена в работах И. Г. Пчелко, Г. Д. Решетова, Н. И. Мазурина, А. М. Баранова, Джеймса, Маргетройда и Гольдсмита и др. Наиболее детальными из них являются исследования Пчелко [176], установившего (см. табл. 69), что наиболее часто эти облака возникают в центральных частях циклонов (с вероятностью 100%) и на фронтах (средняя вероятность 90%) и реже всего в однородных воздушных массах (всего лишь 34%).

Таблица 69

Повторяемость (%) Ci—Cs в зависимости от синоптического положения (по И. Г. Пчелко)

	Синоптическое положение						центральная часть циклона
	однородная воздушная масса		фронт				
	теплая	холодная	теплый	холодный	оклюзии	квазистационарный	
Повторяемость	43,0	25,7	85,9	79,8	82,4	100	100
Число случаев	97	97	78	84	34	17	14
Средняя повторяемость	34,4		89,6				

Если рассматривать только фронты, то оказывается, что наиболее благоприятные условия для образования Ci—Cs создаются на квазистационарных фронтах, повторяемость их тут 100%,

далее следуют теплые фронты — 86%, фронты окклюзий — 82% и холодные фронты — 80%. Таким образом, несомненно, что в областях циклонов и фронтов (в том числе стационарных) в верхних слоях тропосферы почти всегда образуется перистая и перисто-слоистая облачность. Достаточно близкие результаты получены и Г. Д. Решетовым [184]: 100%-ная повторяемость C_i — C_s для теплых фронтов, 92%-ная для холодных и 100%-ная для фронтов окклюзии. Решетов и Пчелко установили также, что вероятность образования или во всяком случае существования перистых облаков тесно связана с характером изменения высоты тропопаузы, т. е. с наличием в данном районе восходящей или нисходящей ветви волны тропопаузы¹.

По данным Пчелко [176], повторяемость C_i — C_s под восходящей ветвью тропопаузы составляет примерно 92%, тогда как под нисходящей всего лишь около 30%. Кроме того, под восходящей ветвью зона распространения перистых облаков обычно значительно шире (400—600 км), чем под нисходящей (100—200 км). Наконец, под восходящей ветвью облака непосредственно примыкают к тропопаузе, поднимаясь по мере подъема последней, в то время как под нисходящей ветвью они располагаются несколько ниже уровня тропопаузы.

Джеймс [401], обрабатывая материалы наблюдений над перистыми облаками в Англии, нашел, что появление C_i наиболее вероятно при адвекции тепла (табл. 70) и наименее вероятно при адвекции холода. Этот вывод практически совпадает с выводом Пчелко и Решетова.

Таблица 70

Вероятность (%) наличия или отсутствия перистых облаков в зависимости от характера адвекции в слое 300—500 мб (по Джеймсу)

	Адвекция		
	теплая	холодная	отсутствует
Наличие C_i	75	55	71
Отсутствие C_i	25	45	21

Вместе с тем обращает на себя внимание большая вероятность появления C_i при отсутствии адвекции, требующая особого объяснения.

¹ Как известно, тропопауза повышается там, где происходит адвекция тепла, и понижается при адвекции холода. Поэтому прохождение циклонов и антициклонов вызывает как бы волновые колебания тропопаузы. Восходящей ветвью является тот участок волны, на котором происходит повышение тропопаузы в направлении общего потока, и наоборот.

Другим фактором, способствующим образованию перистых облаков, является приток влажного воздуха на высотах. Маргетройд и Гольдсмит [498] рассмотрели вероятность возникновения перистых облаков над Южной Англией в зависимости от направления ветра на уровне 300 мб, близком к обычной высоте расположения *Ci*. Они обнаружили, что наиболее часто эти облака образуются при западных и юго-западных ветрах, когда воздух на высотах поступает с Атлантического океана, и наиболее редко — при восточных континентальных ветрах.

Перейдем к рассмотрению условий образования различных видов и разновидностей перистых облаков. К сожалению, теоретических или экспериментальных исследований по этому вопросу практически почти нет. Получить представление об этих процессах пока можно лишь на основании существующих физических теорий образования различных генетических форм облаков и по ряду косвенных признаков. Поэтому излагаемые ниже соображения в значительной степени являются гипотетическими и нуждаются в дальнейшем уточнении и экспериментальной проверке.

Следует также учитывать еще одно обстоятельство, затрудняющее изучение этого вопроса. Если само существование облаков нижнего и среднего ярусов указывает на активный процесс облакообразования, с прекращением которого элементы этих облаков очень быстро испаряются и сами облака исчезают, то для облаков верхнего яруса это совсем не обязательно. Для образования элементов этих облаков также необходимо наличие насыщения над водой, но после замерзания образовавшихся капель для дальнейшего существования кристаллов в нем нет необходимости. Нужно лишь наличие насыщения над льдом, что в природных условиях выполняется гораздо чаще, в особенности под тропопаузой. Таким образом, перистые облака могут длительное время существовать и после прекращения активного процесса их формирования.

Образно говоря, облака нижней тропосферы всегда являются «живыми», тогда как облака верхней тропосферы часто бывают «мертвыми».

Обширные системы перистых (*Ci fil.*, *Ci inc.*) и перисто-слоистых (*Cs fil.*, *Cs neb.*) облаков наблюдаются в большинстве случаев при прохождении атмосферных фронтов, главным образом теплых, и теплых окклюзий (см., например, табл. 69) и, следовательно, являются фронтальными облаками. Они возникают вследствие адвекции теплого влажного воздуха и восходящих движений под тропопаузой. Адвекция обеспечивает приток влаги, а восходящие движения (в том числе турбулентные), обусловленные горизонтальной конвергенцией потоков на высотах в передней части циклона, приводят к охлаждению воздуха и конденсации. Процесс облакообразования усиливается за счет повышенного излучения (и соответственно охлаждения) обогат-

щенных водяным паром и аэрозольными элементами слоев воздуха под тропопаузой. В результате образуются мощные и обширные слои перистой или перисто-слоистой облачности. Таким образом, процесс возникновения этих облаков весьма сходен с образованием фронтальных облаков в нижней половине тропосферы, хотя они и не являются буквально облаками восходящего скольжения.

При приближении теплого фронта вначале появляются полосы перистых облаков, которые затем сменяются пеленой перисто-слоистых. Как уже упоминалось в гл. VII, при перемешивании конденсация начинается впервые значительно выше нижней границы слоя перемешивания, т. е. в данном случае выше поверхности фронта. По-видимому, когда процесс облакообразования охватывает самые верхние и тонкие слои, возникают $Ci\text{ fil.}$ и Ci унс. Образующиеся облачные кристаллики при наличии в окружающем воздухе пересыщения относительно льда постепенно растут, переходя в мелкие снежинки, и, медленно выпадая в нижние слои, образуют полосы падения. Вследствие изменения ветра с высотой полосы падения вытягиваются в длинные тонкие нити, параллельные вектору приращения скоростей ветра.

Произведем простой расчет. Пусть облако состоит из ледяных призм длиной 200 μ , скорость падения их равна 10 см/сек. и градиент ветра под облаками β равен 1 м/сек. на 100 м¹. Легко видеть, что при этих условиях кристаллы, постепенно выпадая, за час образуют полосу длиной 12—13 км, один конец которой будет превышать другой примерно на 350 м. Естественно, что такая слабо наклоненная облачная полоса при наблюдении с земли, т. е. с расстояния 8—10 км или более, будет выглядеть как тонкая почти горизонтальная облачная нить.

В зависимости от характера изменения градиента ветра с высотой полосы падения изгибаются в большей или меньшей степени: образуются либо слабоизогнутые волокна $Ci\text{ fil.}$, либо загнутые крючки Ci унс.²

Наконец, если градиент ветра с высотой (или в пространстве) меняется неравномерно (ветер с высотой то усиливается, то убывает, либо резко меняется его направление), то тонкие нити полос падения располагаются хаотически, образуя перепутанный клубок $Ci\text{ intortus}$. Эта последняя форма редко наблюдается на теплых фронтах, она встречается чаще на холодных

¹ Все эти предположения достаточно близки к реальным. Как мы увидим ниже, призмы являются преобладающей формой кристаллов в перистых облаках, длина их в 200 μ , по-видимому, близка к средней. Накая [501] в своих лабораторных экспериментах получил для игл длиной 500 μ скорость падения 30 см/сек. Наконец, порядок величины $\beta=1$ м/сек. на 100 м соответствует средним аэроклиматическим данным.

² Изгиб полос падения возможен также за счет постепенного испарения кристаллов и соответственного уменьшения их скорости падения.

или вне связи с фронтами. Вообще она присуща тем положениям, при которых профиль ветра в верхних слоях бывает довольно сложным или налицо значительная турбулентность.

По мере продвижения фронта процесс облакообразования охватывает все более мощные слои. Отдельные полосы падения теряются при этом в общем слое облаков: нити перистых облаков сменяются сначала полупрозрачным покровом Cs fil., в котором еще видна волокнистая структура, а затем однородной пеленой Cs nebulosus.

Такое постепенное увеличение мощности перисто-слоистых облаков — распространение процесса конденсации на все большие слои — иногда бывает хорошо заметно. Вейкман [622], описывая один из своих полетов в Cs, указывает, что «в течение дня происходило медленное постоянное увеличение облачности с постепенным снижением нижней кромки облаков». Слой перисто-слоистых облаков при этом далеко не всегда является сплошным и часто расчленен на отдельные слои большей или меньшей толщины, разделенные безоблачными прослойками.

Вместе с тем перистые и перисто-слоистые облака не всегда связаны с фронтом. Они наблюдаются и в однородных воздушных массах при отсутствии адвекции. Это происходит, хотя и значительно реже, чем на фронтах, но все же достаточно часто, судя, например, по данным Пчелко (табл. 69). Отметим, что такие внутримассовые Ci—Cs занимают значительно меньшие площади, чем системы Ci—Cs на фронтах.

Следует думать, что механизм образования этих внутримассовых Ci—Cs иной, чем фронтальных. По-видимому, они образуются вследствие турбулентного перемешивания воздуха под поверхностью инверсии (тропопаузы) аналогично слоистым облакам (см. гл. V).

Таким образом, по условиям своего происхождения перистые и перисто-слоистые облака могут быть облаками общего упорядоченного подъема (на фронтах) или облаками перемешивания.

Дальнейшее формирование отдельных разновидностей этих облаков (Ci fil., Ci unc., Cs neb.) зависит от распределения ветра в верхних слоях и от толщины слоев, в которых происходит образование облаков.

Перисто-кучевые облака (Cc) наблюдаются главным образом близ холодных фронтов, в зоне струйных течений и в однородных воздушных массах вне связи с фронтами. Близ теплых фронтов они встречаются весьма редко.

Перисто-кучевые облака подразделяются на два вида — волнистые (Cc undulatus) и кучевообразные (Cc cumuliformis). Первые имеют вид длинных гряд волн или ряби, вторые напоминают мелкие башенки или хлопья, развивающиеся вверх.

С достаточным основанием можно предположить, что перисто-кучевые волнистые облака (Cc und., Cc lent., некоторые облака Cc floc.) возникают в результате развития упорядоченной кон-

векции (ячейковой циркуляции) под тропопаузой. Как показано в § 44—45, если по границе раздела двух слоев воздуха — верхнего теплого и нижнего холодного — пробегает волна, то в нижнем холодном слое может возникнуть ячейковая циркуляция. Образуются либо длинные поперечные вихри, либо отдельные ячейки. В центре ячеек, где конвективное движение направлено вверх, воздух поднимается и образуются облака в виде более или менее правильно расположенных комочков, «барашков» или длинных гряд (при поперечных вихрях). Поскольку они расположены высоко, они кажутся более мелкими, чем «барашки» высоко-кучевых облаков.

Указанный процесс может происходить как в первоначально безоблачном воздухе, так и в слое уже существующих перистых или перисто-слоистых облаков. В последнем случае в местах нисходящего движения (по периферии ячеек) облака быстро редуют, возникают просветы и весь слой приобретает ячеистую структуру. Прежние C_i или C_s преобразуются в C_c und.

Иногда удается непосредственно наблюдать, как в какой-либо части слоя перистых или перисто-слоистых облаков зарождается волна, которая быстро распространяется на весь слой. В течение нескольких минут однородный покров C_i или C_s тогда сменяется типичной правильной рябью C_c und. Пример подобной перестройки дан на рис. 108.

Перисто-кучевые облака второго вида, C_c *simuliformis*, являются, по-видимому, конвективными облаками. Они образуются, вероятно, при восходящих движениях, более интенсивных, чем на фронтах или при упорядоченной конвекции, но локализованных на небольших площадях. Башенкообразные формы этих облаков иногда напоминают небольшие вершины C_u *cong.*, так же как быстрое развитие их по вертикали и беспорядочное расположение хлопьев C_c *floc.* на небе. На это же указывают и условия полета в таких облаках. Вейкман [622] отмечает, что при пролете через башенки C_c (C_i *cast.* по его терминологии) ощущалась легкая болтанка, а в центре их наблюдался восходящий поток со скоростью около 2 м/сек. В другом полете Вейкмана, также в перисто-кучевых облаках, но более развитых, чем в первом, на нижней границе C_c наблюдалась уже интенсивная болтанка, т. е. скорость восходящего потока была заведомо больше 2 м/сек. По данным Г. Д. Решетова [184], при полетах на самолете ТУ-104 в перистых облаках холодных фронтов (значительную часть которых составляют C_c) обычно наблюдается умеренная болтанка¹.

Таким образом, перисто-кучевые кучевообразные облака являются своего рода аналогом кучевых облаков нижней части

¹ Заметим, что при умеренной болтанке самолета «ТУ-104» наблюдаются перегрузки порядка 0,2—0,3 *g*, что соответствует скорости вертикальных потоков 4—5 м/сек.

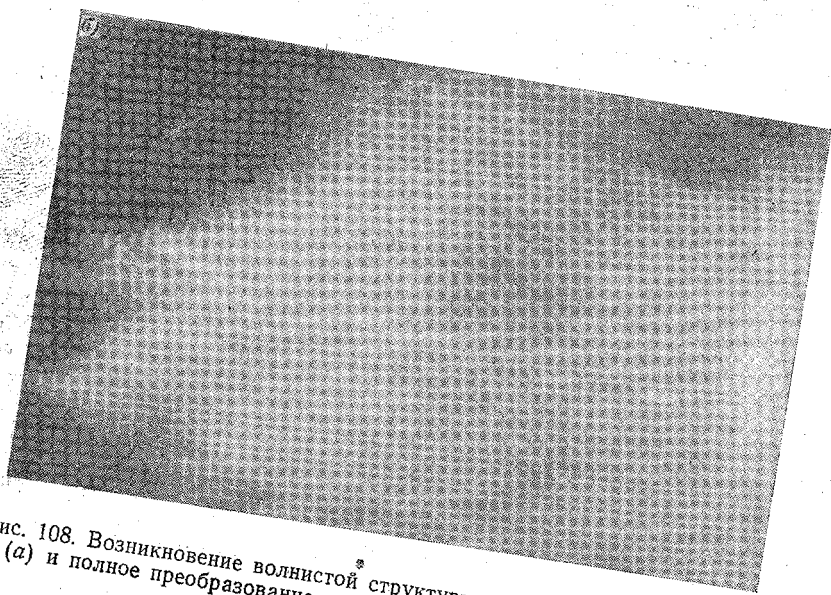
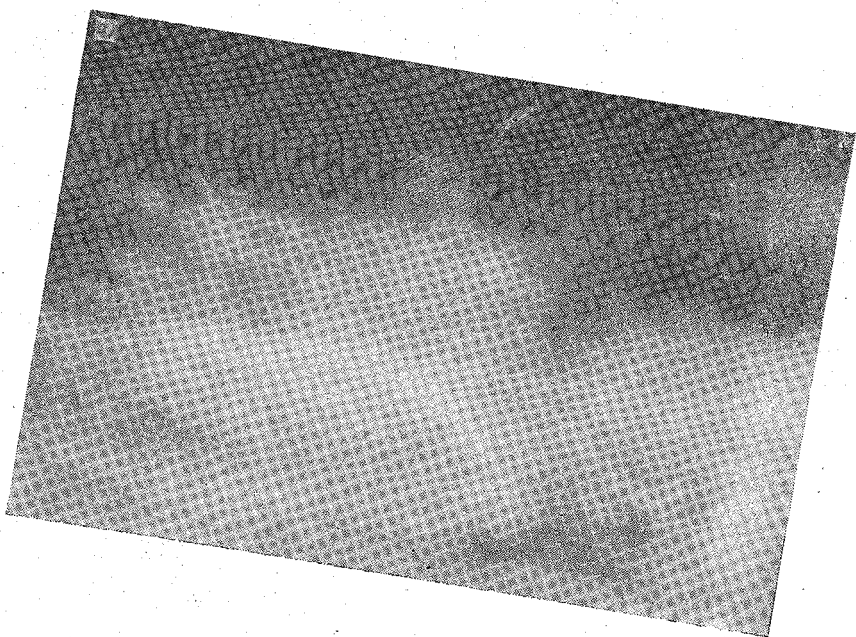


Рис. 108. Возникновение волнистой структуры в слое перистых облаков (а) и полное преобразование слоя перистых облаков в Сс иnd (б).

тропосферы. Некоторое внешнее различие между ними создают лишь длинные волокнистые полосы падения.

Причины развития интенсивной конвекции на столь больших высотах пока неясны. Ей способствует, как считает Вейкман, освобождение теплоты конденсации, но последняя едва ли может считаться основной причиной образования и развития *Cs*, скорее она является сопутствующим фактором.

Сходные процессы, вероятно, порождают и некоторые переходные формы, например *Ci inc.*, с плотной, хорошо выраженной «головкой» и с длинными полосами падения, изогнутыми за



Рис. 109. Образование *Ci inc.* из *Cs floc.*

счет изменения градиента ветра. С. М. Шметер, наблюдавший в 1957 г. во время полета на самолете «ТУ-104» наряду с перисто-слоистыми облаками подобные *Ci inc.*, отмечает, что их головки походили вблизи на отдельные купола *Ci cong.* и по высоте значительно превосходили толщину слоя *Cs*. Иногда в таком *Ci inc.* «материнское» перисто-кучевое облако еще очень хорошо заметно, например на рис. 109.

Плотные перистые облака (*Ci spissatus*) и их разновидности (*Ci incus—genitus* и *Ci floccus*) обычно образуются от растекания или распада ледяных вершин кучево-дождевых облаков. В ранней стадии своего существования они являются непосредственно частью *Cb*, составляя его ледяную вершину. Постепенно вершина вытягивается по направлению вектора приращения ветра, с высотой приобретает типичную форму наковальни (*incus*). Иногда ветер отделяет части наковальни и относит их

в сторону — возникают отдельные перистые облака *Ci inc.* Связь их с материнской наковальной *Cb* обычно очевидна.

После распадения нижней части кучево-дождевых облаков их ледяные вершины продолжают существовать уже как самостоятельные перистые облака. Они вначале еще сохраняют внешние черты наковальни и весьма плотны. В дальнейшем они растекаются и утрачивают эти очертания, приобретают более нитевидную и прозрачную структуру, оставаясь все же плотнее, нежели *Ci fil.* Так образуются *Ci sp.*

При большой скорости и неустойчивости ветра на высотах поля плотных перистых облаков разрываются на части и образуются комки — хлопья *Ci floc.*, иногда очень причудливой формы. От довольно похожих на них облаков *Cc floc.* их отличает меньшее развитие по вертикали.

Характерные по виду системы перистых облаков нередко возникают в зонах струйных течений¹. Признаками их является очень быстрое движение и непрерывное изменение вида облаков, переход одних форм в другие, явно выраженная турбулентность и т. д. В. И. Снегирев [199], изучивший наиболее полно и подробно облака струйных течений в районе Москвы как визуально, так и фотографически, указывает на следующие основные особенности этих систем.

1. Облака располагаются в виде одной облачной полосы или нескольких узких параллельных полос, не занимающих всего небосвода и имеющих хорошо очерченные края.

2. В облачных полосах обычно сочетаются несколько разновидностей облаков, элементы которых часто расположены хаотично, облачный слой неоднороден.

3. Облака находятся в быстром, хорошо видимом движении по направлению оси облачной полосы.

4. Внутри облачного слоя непрерывно происходят структурные изменения; элементы облаков быстро и непрерывно меняют свое положение, облачность как бы «кипит».

Такие же особенности облаков струйных течений отмечает и Шефер [564], [565], производивший свои наблюдения в США. По наблюдениям Снегирева, наиболее часто в зоне струйных течений встречаются перистые облака: *Ci vert.* и *Ci fil.* в сочетании с *Ci int.*, *Ci floc.* и *Ci inc.*, а также перисто-кучевые, главным образом *Cc und.*, *Cc floc.* и *Cc lpt.* На аналогичные, но менее детализированные формы перистых облаков в струях указывает и Шефер.

¹ Надежных данных о том, насколько часто струйные течения сопровождаются облачностью, в настоящее время нет. Большинство авторов ограничивается чисто качественной характеристикой: «нередко», «часто» и т. п., не подкрепляя ее цифровыми данными. Только Фрост [373] приводит некоторые численные величины, считая, что в 90% случаев струйные течения развиваются при безоблачном небе (нижние облака им не учитывались) и только в 10% они сопровождаются облаками.

Облака струйных течений обладают некоторыми присущими только им чертами, например, для перистых облаков характерно стремительное перемещение их по небу, непрерывное перемещение облачных элементов, отделение от краев поля перистых облаков отдельных плотных хлопьев. Для перисто-кучевых типично тоже непрерывное перемещение облачных элементов, заостренные края групп Сс, придающие им вид больших *lenticularis*, формирование вдоль центральной части поля Сс und. более плотной полосы в виде бурной реки. В некоторых случаях в струйных течениях возникают совершенно особые формы облаков. Так, Ле-Рой Клем [453], С. М. Шметер и др. наблюдали необычные винтообразные формы облаков в струях, связанные, по их мнению, с винтообразными (так называемыми геликоидальными) вихрями.

Специфической особенностью облаков струйных течений является их ярко выраженная турбулентность, хорошо заметная по внешнему виду облаков и по его изменениям.

Как показали наблюдения Снегирева, при полете на уровне перистых облаков в струйных течениях, как правило, образуются и конденсационные следы за самолетами. Однако в одних случаях следы быстро исчезают, в других — развиваются, расширяются и образуют большие облачные полосы, сливающиеся с уже существовавшими. Оказалось, что след быстро исчезает тогда, когда элементы облаков перемещаются медленно, т. е. когда облака находятся в относительно спокойном состоянии. Наоборот, бурное развитие следов происходит при наличии быстрого непрерывного перемещения облачных элементов. На значительную турбулентность облаков струйных течений и роль конденсационных следов в выявлении ее указывают и другие авторы.

По мнению большинства исследователей (Снегирева [199], Джеймса [401], Шефера [565] и др.), в подавляющем большинстве случаев облачность верхнего яруса наблюдается на теплой антициклональной стороне струи¹, причем ось струи является достаточно четко выраженной границей распространения облаков. Облачные полосы, как и вся облачная система струйных течений, располагаются параллельно оси струи.

На рис. 110 приведена схема строения облачной системы струйного течения, наблюдавшегося над Москвой 1/IV 1954 г. (по Снегиреву).

По высоте облака обычно располагаются на 1—2 км ниже оси струи, и лишь изредка отдельные Сi могут находиться выше нее.

Сходные, но менее отчетливо выраженные результаты получены Сойером и Айлетом [561]. Эти авторы разделили всю об-

¹ В Северном полушарии эта сторона является правой стороной струи, если смотреть по направлению движения. Поэтому часто ее называли просто правой стороной.

ласть струйного течения на 8 секций. Четыре секции (A, B, C, D) относятся к зоне входа и четыре секции (E, F, G, H) — к дельте. Количество (повторяемость) перистых облаков возрастало слева направо: в зоне входа это возрастание было более постепенным — от секции A к D, в зоне дельты — более резким — от F к H. Во многих случаях ось струи служила границей распространения перистых облаков. Слева от оси струи чаще

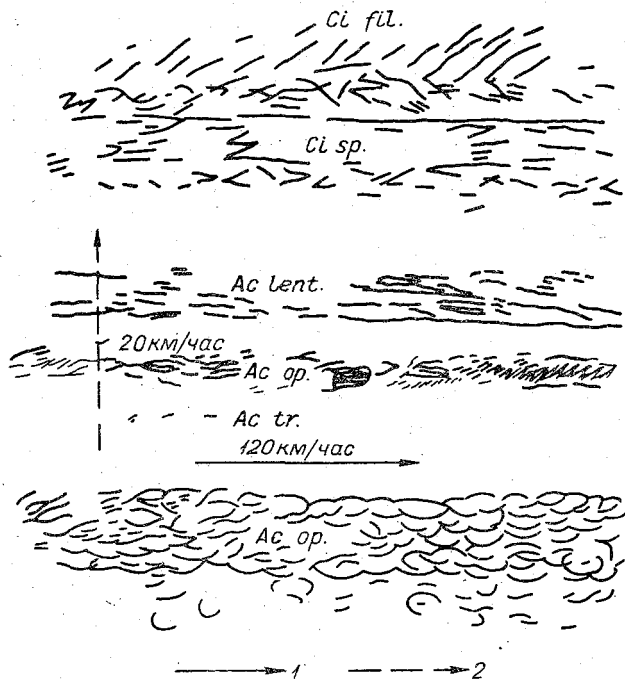


Рис. 110. Схема строения облачности струйного течения 6 апреля 1954 г. (по В. Н. Снегиреву).

1 — направление струйного течения, 2 — направление движения облачной системы по нормали к оси струйного течения.

наблюдались *Ci sp.*, образовавшиеся от растекания наковален *Sb*, справа — фронтальные и слоистые формы перистых облаков.

Перистые облака могут наблюдаться как на всем протяжении струйного течения, так и на отдельных его участках. В последнем случае облака имеют вид относительно коротких полос, разделенных значительными безоблачными промежутками.

§ 57. КОНДЕНСАЦИОННЫЕ СЛЕДЫ ЗА САМОЛЕТАМИ

Особой разновидностью перистых облаков являются облачные следы за самолетами, или *Ci tractus* (рис. 111). Их с достаточным основанием можно назвать искусственными перистыми облаками.

Появление конденсационного следа за самолетом наблюдалось еще со времени мировой войны 1914—1918 гг. В 1915 г. появились первые описания таких следов, а в 1926 г. Пеплер наблюдал яркое гало в следе, образовавшемся за самолетом на высоте 10 км при -50° , что указывало на кристаллическое его строение. Работы Вейкмана [621], непосредственно изучавшего микроструктуру следов, показали, что примерно на протяжении первых 100 м следы состоят из капель, а далее — из кристаллов. Из этих данных следует, что продолжительность жизни капель



Рис. 111. Конденсационный след за самолетом (Ci tractus).

в жидком состоянии достигает примерно 1 сек., так как скорость самолета была ≈ 100 м/сек. В § 12 гл. I было отмечено, что такое время жизни при температурах -40 , -50° имеют капли радиусом ≈ 1 м. Для того чтобы за 1 сек. капли успели вырасти до радиуса 1 м, нужны пересыщения порядка 5—10% (см. рис. 3). Ниже мы покажем, что такие пересыщения возможны.

Ранее предполагали, что следы образуются благодаря появлению при выхлопе большого количества ядер конденсации или замерзания, но эта гипотеза оказалась несостоятельной. Ее опровергает то, что, во-первых, следы образуются чаще всего выше 7 км, т. е. в более высоких и сухих слоях воздуха, и, во-вторых, что число ядер, выбрасываемых вместе с выхлопными газами, всегда очень велико, а следы появляются далеко не всегда. Несомненно, возможность или невозможность появления следов не зависит от избытка ядер.

Можно указать еще две причины, способствующие появлению видимых следов:

1) выбрасывание в атмосферу водяного пара в составе продуктов сгорания топлива. Так, при сгорании 1 г керосина образуется около 1,4 г водяного пара. Таким образом, при сгорании 1 т керосина в насыщенной атмосфере может образоваться облако объемом свыше 10^8 м³ с водностью 0,01 г/м³;

2) динамическое понижение давления в вихрях, сбегающих с лоскостей и винта самолета, приводящее к понижению температуры и возможной мгновенной конденсации пара в виде капель. Если эти капли замерзают достаточно быстро, то образовавшиеся кристаллы могут сохраняться некоторое время и при сравнительно низкой относительной влажности.

Обе эти причины самостоятельны, но не могут действовать одновременно, так как существенное понижение давления создается в тех областях, куда выхлопные газы практически не попадают. Следы, вызванные первой причиной, принято называть конденсационными, а второй — адиабатическими. Адиабатические следы довольно редки, весьма неустойчивы и практически малоинтересны. Теория их совершенно не разработана.

Теоретически появление конденсационного облачного следа зависит от двух факторов — увеличения абсолютного влагосодержания воздуха и повышения температуры выхлопных газов. В зависимости от температуры, давления и влажности окружающего воздуха, с которым смешивается выхлопной газ, решающим может стать либо первый, либо второй фактор. Прохождение самолета поэтому может либо способствовать появлению видимой облачности (следов), либо препятствовать ее возникновению. В последнем случае за самолетом в облаках возникают так называемые отрицательные следы, т. е. в облачном слое появляются безоблачные просветы.

Теория образования конденсационных следов разрабатывалась Эплменом [259], [260], А. Х. Хргианом и И. П. Мазиным, А. В. Садовниковым и др. Рассмотрим упрощенную, но достаточно удобную и хорошо подтвержденную опытом теорию этого явления, данную Эплменом. Он предполагает, что:

1) отношение количества тепла и количества влаги, выделенного в процессе сгорания 1 г топлива, постоянно для разных видов топлива и не зависит от режима работы двигателя. Принимается, что при сгорании 1 г топлива образуется 12 г выхлопных газов (в которых содержатся 1,4 г водяного пара) и выделяется 1000 кал. тепла. В большинстве случаев это допущение с большой точностью оправдывается на практике;

2) образующиеся при сгорании топлива водяной пар и теплота передаются в окружающую атмосферу только через струю выхлопных газов;

3) функция рассеивания водяного пара, содержащегося в выхлопных газах, тождественна в пространстве и во времени

с функцией рассеивания тепла этих газов. Или, по Эплмену, в любом месте и в любой момент времени степень смешивания выхлопных газов (в том числе водяного пара) равна степени смешивания тепла. Это значит, что мы пренебрегаем лучистым теплообменом.

Итак, пусть степень смешивания N есть отношение массы воздуха к массе перемешанного с ним выхлопного газа¹. При равномерном смешении повышение температуры и удельной влажности воздуха выразится следующим образом:

$$\Delta T_N = \frac{10^4}{12N \cdot 0,24}, \quad (57.1)$$

$$\Delta q_N = \frac{1400}{12N}. \quad (57.2)$$

Здесь ΔT_N — в °С, Δq_N — в г/кг и значение 0,24 в знаменателе правой части в (57.1) — в кал/град. (теплоемкость воздуха при постоянном давлении).

Из (57.1) и (57.2) следует, что отношение $\frac{\Delta q}{\Delta T}$ не зависит от степени смешивания N . Заметим, что этот результат можно получить и из более строгой теории, не делая первого из трех сделанных допущений. Итак, из (57.1) и (57.2) следует, что

$$\frac{\Delta q_N}{\Delta T_N} = 0,0336 \text{ г/кг град.} \quad (57.3)$$

Относительная же влажность при этом может расти или убывать в зависимости от температуры и давления воздуха. Действительно, с большой степенью точности можно записать при $p = \text{const.}$

$$\frac{dq_0}{dT} = \frac{0,622}{p} \frac{dE(T)}{dT}. \quad (57.4)$$

Здесь q_0 — насыщающая удельная влажность, а E — насыщающая упругость пара. Заметим, что $\frac{dE}{dT}$ растет с температурой. Обозначим через T_0 ту температуру, при которой $\frac{dq_0}{dT} = 0,0336$.

Если $\frac{dq_0}{dT} < 0,0336$, ($T < T_0$), то после прохождения самолета относительная влажность возрастает, а при $\frac{dq_0}{dT} > 0,0336$, ($T > T_0$) — убывает. Поскольку $\frac{dE}{dT}$ растет с повышением

¹ Иными словами, величина N обратна удельной концентрации газа в воздухе.

температуры, то температура T_0 повышается с увеличением давления.

Очевидно, при $T > T_0$ возможно появление следов и в прежде ненасыщенном воздухе.

Рассмотрим рис. 112, на котором сплошная кривая показывает состояние насыщения воздуха по отношению к воде, а штриховая — состояние при влажности, равной 50%, в координатах (t° , q). Для определенности давления воздуха принято равным 200 мб. В точке A наклон касательной к кривой равен 0,0336 г/кг град. Очевидно, что если состояние атмосферы характеризуется точкой, лежащей вне заштрихованной области, то

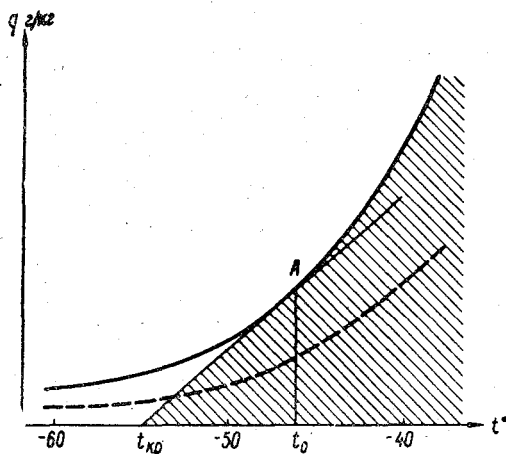


Рис. 112.

пролет самолета может вызвать появление следа. Аналогично, если температура воздуха выше T_0 (при 200 мб $T_0 = -46,2^\circ$), то след за самолетом, летящим в ясном небе, не образуется. При температуре ниже $T_{кр}$ (при 200 мб $T_{кр} = -55^\circ$) след должен образовываться всегда (при любой влажности атмосферы). При промежуточной (между T_0 и $T_{кр}$) температуре след либо образуется, либо нет в зависимости от влажности воздуха. Проводя аналогичные рассуждения и при других значениях атмосферного давления, можно построить диаграмму (рис. 113) в координатах ($-\lg p$, T) для прогноза образования следов. Каждая линия на этой диаграмме соответствует определенной относительной влажности и делит всю область на две части: левую — область, в которой образование следов при этой влажности атмосферы возможно, и правую — область, где следов не будет.

Построенная на рис. 113 диаграмма может быть легко использована и при других отношениях $\left(\frac{\Delta q}{\Delta T} \neq 0,0336 \text{ г/кг град.} \right)$.

Действительно, из (57.4) ясно, что изменение отношения $\frac{\nabla q}{\Delta T}$ в K раз равносильно изменению давления в $\frac{1}{k}$ раз. Пристроенная справа дополнительная шкала указывает, на сколько надо

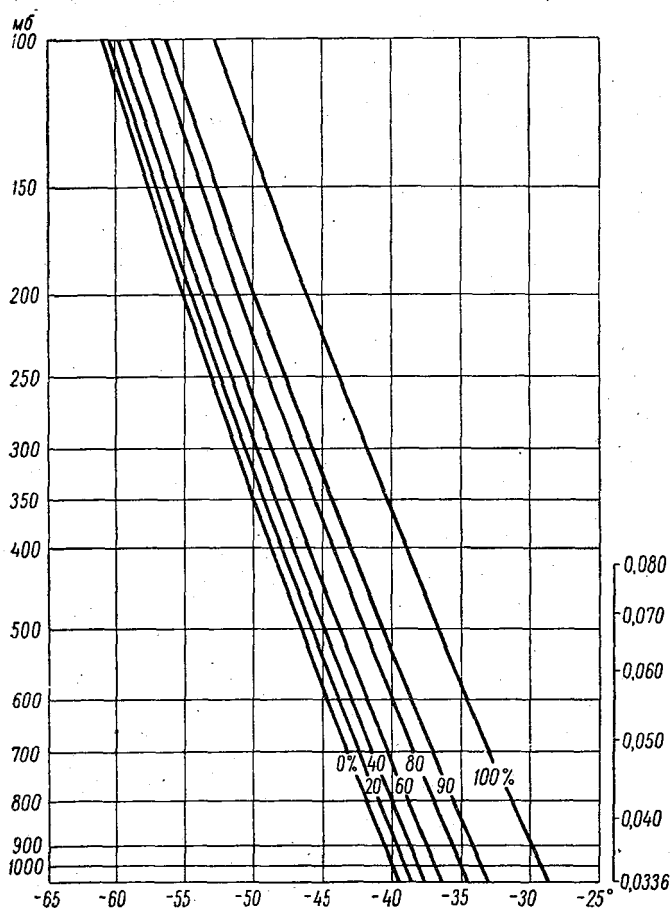


Рис. 113. Диаграмма для определения критической температуры образования следа.

опустить шкалу давления, если отношение $\frac{\Delta q}{\Delta T}$ для данного вида топлива определяется величиной, приведенной на этой дополнительной шкале.

Сравнение этой теории с экспериментальными данными говорит об их удовлетворительном согласии. Следы чаще всего наблюдаются на высотах 9—11 км при температуре -44 , -50° .

Для решения задачи об эволюции следа и времени его жизни введем ряд упрощающих допущений. Очевидно, что скорость самолета u_∞ значительно превосходит скорость расширения видимого следа. Исходя из этого, будем считать, что диффузия газа происходит только в радиальном направлении и что в начальный момент выхлопные газы заполняют цилиндрический объем с некоторым радиусом r_0 . Радиус r_0 легко рассчитывается по скорости самолета u_∞ , скорости истечения газа u_0 , сечению выходного отверстия сопла s_0 и коэффициенту объемного расширения $\alpha = \left(\frac{p_0}{p_\infty}\right)^{\frac{c_v}{c_p}}$. Здесь p_0 — давление газа на выходе из сопла, а p_∞ — давление в атмосфере. Именно

$$r_0^2 = \frac{\alpha s_0 u_0}{\pi u_\infty}. \quad (57.5)$$

Обозначим начальную весовую концентрацию влаги в этом цилиндрическом объеме через C_0 , а в атмосфере вне этого слоя — через C_∞ и введем функцию $\varphi(r, t) = \frac{[C(r, t) - C_\infty]}{(C_0 - C_\infty)}$, где $c(r, t)$ — концентрация на расстоянии r от оси цилиндра в момент времени t . Известно, что следы начинают образовываться на некотором расстоянии от самолета, когда c становится меньше c_1 , т. е. $\varphi(r, t) = \varphi_1 < 1$. При дальнейшем уменьшении концентрации след рассеивается и перестает быть видимым в момент, когда $\varphi(r, t)$ становится меньше некоторого значения φ_2 . Как и ранее, предположим, что рассеивание всей влаги, вносимой в атмосферу вместе с выхлопными газами, идет параллельно с рассеиванием выхлопных газов. Это предположение является упрощенным, так как влага за это время может претерпеть разные фазовые превращения (в жидкость и в кристаллы). Однако при наличии существенной турбулентной диффузии оба процесса рассеивания идут почти параллельно и роль выпадения кристаллов или капель невелика.

Для определения функции $\varphi(r, t)$ необходимо решить уравнение диффузии

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right). \quad (57.6)$$

с начальными условиями

$$\varphi(r, 0) = \begin{cases} 1 & \text{при } r \leq r_0 \\ 0 & \text{при } r > r_0 \end{cases}$$

и краевыми условиями

$$\varphi(\infty, t) = 0, \quad \varphi(0, t) < \infty.$$

Здесь D — коэффициент диффузии, принятый одинаковым для газа и влаги.

Решение этой задачи может быть выполнено методами операционного исчисления и дает результат

$$\varphi(r, t) = r_0 \int_0^{\infty} J_0(r, \xi) J_1(r_0, \xi) e^{-Dt\xi^2} d\xi, \quad (57.7)$$

где J_0 и J_1 — функции Бесселя 1-го рода. На оси следа при $r=0$ из (57.7) имеем

$$\varphi(0, t) = 1 - e^{-\frac{r_0^2}{4Dt}}. \quad (57.8)$$

При известных φ_1 и φ_2 из (57.8) легко определяется время существования следа

$$t_2 - t_1 = -\frac{r_0^2}{4D} \left[\frac{1}{\ln(1 - \varphi_2)} - \frac{1}{\ln(1 - \varphi_1)} \right]. \quad (57.9)$$

Имеющийся экспериментальный материал, а также данные Кампе о перегреве воздуха непосредственно за самолетом в зависимости от расстояния до сопла показывают, что след становится видимым, когда коэффициент смешивания достигает нескольких сотен, а иногда и тысяч.

Изложенная теория, как уже отмечалось выше, может быть обобщена на случай, когда выполняются не все сделанные выше допущения. Так, можно ввести коэффициент κ , учитывающий тот факт, что в атмосферу вместе с выхлопными газами выбрасывается только часть выделенного тепла. А. В. Садовников, впервые введший в употребление коэффициент κ , принимает для некоторых бензиновых авиадвигателей $\kappa = 0,7$, а для автомашин $\kappa = 0,2$. Для реактивных же двигателей $\kappa = 0,9$ и роль указанной поправки невелика. С введением коэффициента κ упрощенная теория образования следов может быть, по-видимому, с успехом применена к объяснению явления промышленных (печных) туманов и др.

§ 58. МИКРОСТРУКТУРА ПЕРИСТЫХ ОБЛАКОВ

Несмотря на значительную аналогию условий существования перистых облаков, их структура довольно разнообразна. Исходя из формы кристаллов, из которых они состоят, и базируясь, например, на наблюдениях микроструктуры перистых облаков, выполненных Вейкманом [621], [622], все перистые облака можно подразделить на три группы.

Первую группу составляют облака, образующиеся в результате активных и быстро протекающих процессов, вследствие чего образование и рост кристаллов в них происходит при сильном пересыщении относительно льда. К этой группе относятся

перисто-кучевые облака и некоторые разновидности перистых, например уже упоминавшиеся *Ci* ипс. с выраженной головкой, некоторые *Ci* сп. и др.

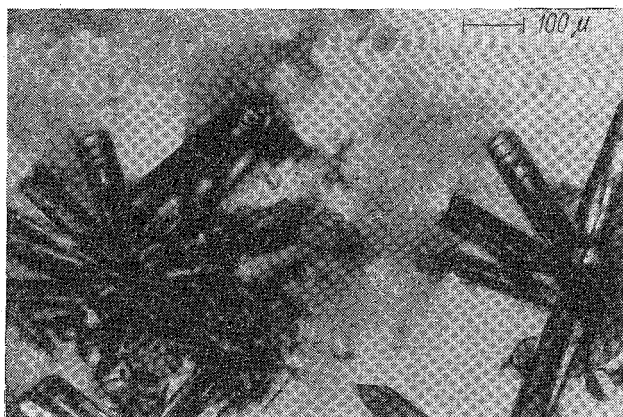


Рис. 114. Кристаллы перистых облаков активного развития (по Вейкману).

Типичная форма элементов этой группы облаков — пучки из двух и более кристаллов, причем отдельные кристаллы — компоненты пучка — выглядят одинаково, т. е. имеют одинаковую историю развития. На рис.

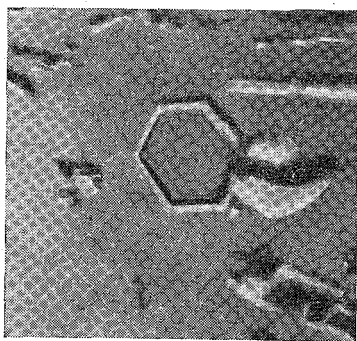


Рис. 115. Отпечаток основания кристалла перистых облаков. Хорошо видна внутренняя полость (по Вейкману).

114 представлены микроснимки таких пучков из *Cs*. Каждый кристалл представляет собой пустотелую призму с внутренней полостью в виде пирамиды, вершина которой направлена к центру пучка. Грань внешнего основания призмы не заполнена и имеет вид несколько округленного шестиугольного кольца, что хорошо заметно на рис. 115. Это значит, что рост кристалла происходил настолько быстро, что вследствие преимущественного отложения льда по углам и ребрам грань основания оформилась только по краям и осталась незаполненной в середине.

Аналогичный вид имеют и боковые грани призм. На многих из них хорошо заметен более быстрый рост граней вдоль ребер, на которых возникают бортики. Иногда это выражено настолько

сильно, что отпечаток боковой грани приобретает вид двухзубчатой вилки. Образование подобной формы кристаллов возможно только при наличии интенсивного притока водяного пара, т. е. в нашем случае при наличии в облаках сильного пересыщения относительно льда.

Ко второй группе относятся облака, возникающие в результате медленных спокойных процессов в условиях незначительного пересыщения относительно льда. В эту группу входят перисто-слоистые облака и некоторые перистые, переходящие в перисто-слоистые.

Для них характерны одиночные, заполненные, обычно короткие кристаллы-призмы, толстые пластинки, а также кристаллы

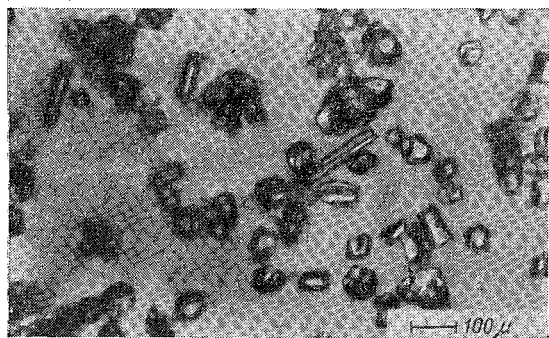


Рис. 116. Кристаллы перисто-слоистых облаков (по Вейкману).

неправильной формы. Изредка встречаются отдельные снарядики, длинные столбики и кристаллы-близнецы (два кристалла, соединенные основаниями). Пучки кристаллов не наблюдаются. Микроснимки кристаллов из Cs представлены на рис. 116.

Все кристаллы, за исключением неправильных, имеют хорошо сформированные сплошные грани и основания. Эти особенности кристаллов и сама их форма служат доказательством того, что в данном случае рост кристаллов происходит при малом пересыщении относительно льда.

Третья группа является промежуточной между двумя первыми как в отношении активности процессов образования облаков, входящих в нее, так и в отношении формы кристаллов, составляющих эти облака. На рис. 117 приведены микроснимки и отпечатки кристаллов таких облаков. С земли облако, в котором были сделаны эти микроснимки, было определено как перистое, но с самолета его можно было отнести и к Cs, т. е. форма его была довольно неопределенной.

Составляющие это облако кристаллы представляли переход-

ную форму между пустотелыми призмами первой группы и целиком заполненными короткими столбиками второй.

В других случаях облака этой группы состояли из пучков призм, т. е. были близки к облакам первой группы. Однако

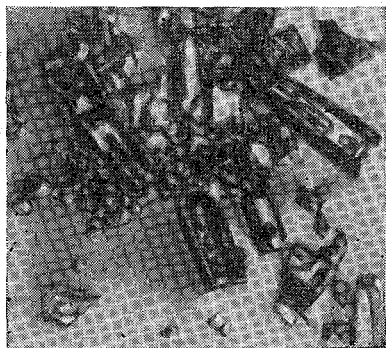


Рис. 117. Кристаллы промежуточных форм перистых облаков (по Вейкману).

пучки составлялись не из пустотелых призм, а из призм с заполненными основаниями, хотя и имевших воздушные включения. Указанная достаточно тесная связь между микроструктурой облаков и активностью процесса облакообразования послужила для Вейкмана [622] основанием классифицировать все перистые облака по этому признаку. Его классификация включает три группы: конвективные перистые облака, слоистые перистые облака и промежуточные перистые облака. Однако такая классификация едва ли целесообразна, так как в одну

группу попадают облака, хотя и близкие по микроструктуре, но не всегда сходные по механизму образования.

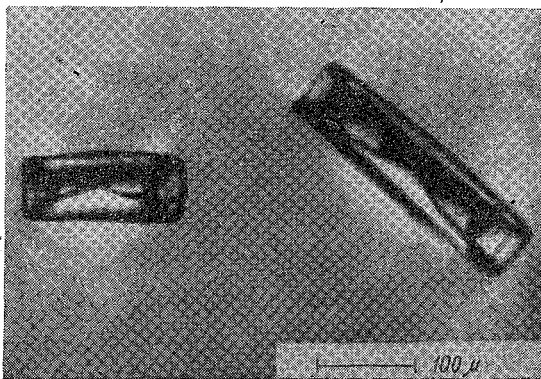


Рис. 118. Кристаллы конденсационных следов (по Вейкману).

Форма кристаллов конденсационных следов зависит от температуры, при которой идет образование следа, и поэтому может быть весьма разнообразной. Однако в большинстве случаев следы образуются при $t \leq -40^\circ$, поэтому формы кристаллов,

составляющих следы при таких условиях, можно считать достаточно типичными для Si tr .

По данным Вейкмана [621], [622], следы при таких температурах состоят из пустотелых призм и близнецов, подобных приведенным на рис. 118.

Водность перистых облаков непосредственно никогда не измерялась. Поэтому о ней можно судить лишь по некоторым весьма ориентировочным оценкам.

Так, Вейкман [622] пытался оценить водность Si исходя из того, что они образуются при насыщении над водой, а существуют при насыщении над льдом, и предположив, что водность равна разности абсолютных влажностей насыщения. Для температуры -30° рассчитанная таким образом водность равна $0,1 \text{ г/м}^3$. Это значение заведомо слишком велико.

Кампе [415] сделал попытку рассчитать водность перистых облаков по формуле Траберта (см. § 76, 77), приняв дальность видимости равной 2000 м и размеры кристаллов равными 200μ в длину и 20μ в диаметре (что, по его мнению, соответствует капелькам с $r=20\mu$). Расчет дал величину водности, равную $0,03 \text{ г/м}^3$, вероятно, более близкую к действительности. Согласно измерениям В. Е. Минервина, в кристаллических облаках As водность нередко падала до $0,002-0,003 \text{ г/м}^3$. Едва ли в оптически гораздо менее плотных перистых облаках водность может быть больше этой цифры.

§ 59. ПЕРЛАМУТРОВЫЕ ОБЛАКА

Перламутровые облака—очень тонкие, прозрачные облака, по форме напоминающие волнистые или чечевицеобразные (*lenticularis*). Свое название—перламутровые—они получили из-за яркой радужной окраски. Высота расположения перламутровых облаков—от 21 до 30 км, т. е. они находятся в стратосфере. Стермер [590—592], выполнивший большое число весьма точных измерений высоты этих облаков методом базисного фотографирования, указывает следующие высоты перламутровых облаков для отдельных наблюдений (см. табл. 71).

Таблица 71

Дата	30/XII 1926 г.	18/I 1929 г.	2/II 1930 г.	29/I 1932 г.	19/II 1932 г.	20/II 1932 г.	6/II 1934 г.
Число измеренных точек	15	235	28	238	253	138	215
Средняя высота (км)	24,0	24,1	24,1	27,4	24,8	23,2	24,7

Перламутровые облака представляют собой одно из наиболее редких явлений в атмосфере. За период с 1889 по 1949 г., т. е. за 60 лет, зарегистрировано всего лишь 96 случаев их на-

блюдений [338]. В появлении перламутровых облаков нет какой-либо периодичности. В отдельные годы они вовсе не наблюдаются, но бывали годы, когда повторялись достаточно часто. Так, например, в январе — феврале 1932 г. в Финляндии и Скандинавии было 22 дня с перламутровыми облаками. Чаще всего перламутровые облака наблюдаются зимой, с декабря по февраль, в остальное время года встречаются очень редко. Они бывают видны как днем, так и в сумерки; в сумерки даже чаще, причем не только в стороне солнца, но и в противоположной части небосвода.

Район появления перламутровых облаков также очень ограничен. До сих пор они наблюдались только в Скандинавии, Финляндии, Шотландии, Англии и на Аляске.

Непосредственных измерений температуры в слое перламутровых облаков не производилось. Но все же можно предположить, что они существуют при сравнительно низких температурах в стратосфере. Так, например, 22 декабря 1939 г., когда в Норвегии наблюдались перламутровые облака, радиозонд, выпущенный в Хельсинки, зарегистрировал на высоте 23,5 км температуру -83° . 24 января 1950 г. над Аляской на высоте 20—24 км были видны перламутровые облака. По данным радиозонда, достигшего в этот день, к сожалению, только высоты 16 км, температура на этом уровне равнялась -63° .

Мон [493], а затем подробнее Дитрихс [337—339] рассмотрели связь появления перламутровых облаков с синоптическим положением. Дитрихс установил, что появлению перламутровых облаков благоприятствует определенная синоптическая ситуация, когда на север или северо-восток от Норвегии располагается глубокий циклон и по южной периферии его происходит мощный западный вынос. Западные ветры при этом должны наблюдаться от уровня трения до больших высот, усиливаясь с высотой, на что указывает иногда и движение самих облаков. По данным Стермера, скорость ветра в слое перламутровых облаков достигает от 10—20 до 75 и даже 90 км/час.

Хорошо заметная волнистая или чечевицеобразная структура перламутровых облаков, тот факт, что все наблюдения их были сделаны в горных местностях с подветренной стороны меридиональных хребтов, несомненная связь появления этих облаков с наличием потока, направленного поперек хребта, — все это достаточно убедительно говорит о том, что перламутровые облака, по-видимому, образуются в воздушных волнах с подветренной стороны хребта.

Действительно, если на каком-либо уровне возникают волны с амплитудой 1 км, то при начальной температуре -40° и влажности 39% в вершинах волн уже может начаться конденсация, а при $t = -60^{\circ}$ для этого нужна начальная влажность только 24%. Подобная влажность наблюдается иногда в стратосфере, хотя, по-видимому, очень редко. Обычно величина влажности

в ней намного меньше — около 1% и ниже. Этим, вероятно, и объясняется большая редкость появления перламутровых облаков.

Цвета перламутровых облаков — красный, оранжевый, золотистый, зеленый, голубой, красновато-фиолетовый, лилово-розовый — располагаются либо неправильными пятнами, либо полосами в том же порядке, как и в радуге. Окраска облаков иногда бывает настолько яркой, что снег на поверхности земли становится красным, зеленым или другого цвета. Окраска облаков бывает наиболее яркой около солнца, на расстоянии 40° от него цвета сменяются бело-голубыми или сероватыми тонами, но на расстоянии 144 — 166° от солнца снова видна радужная окраска, но более бледная. На больших удалениях от солнца облака бесцветны.

Очевидно, окраска перламутровых облаков вызвана дифракцией света в облачных частицах (каплях или кристаллах). Поэтому наблюдения над цветовыми явлениями в этих облаках (венцами и т. п.) могут дать некоторые сведения о размерах этих частиц. Большая яркость цветов и большие размеры цветных пятен и венцов показывают, что перламутровые облака состоят из очень мелких и однородных частиц размером 2 — 3μ и меньше. Например, венец, наблюдавшийся Стермером [590] 19—20 февраля 1932 г., имевший внешний диаметр красного круга 18° и внутренний 14 — 15° , мог быть образован каплями диаметром около $2,5\mu$.

Однако эти наблюдения не могут однозначно указать фазовое состояние элементов перламутровых облаков, так как дифракционные явления могут быть вызваны как каплями, так и кристаллами. Некоторые исследователи, например Вейкман, опираясь на результаты работ Меке [489], [490] по исследованию явлений ореолов в гомогенном тумане, склоняются к мнению, что перламутровые облака состоят все же из мелких капель. Но тот же Вейкман [622] считает, что, возникнув как капельные, они затем преобразуются в ледяные. К такому выводу он приходит, анализируя многочисленные снимки и цветные зарисовки Стермера. На это, по мнению Вейкмана, указывает сходство форм перламутровых облаков с феновыми (состоящими из водяной головки и ледяного хвоста) и распределение цветов по облакам — ярко окрашенная головная часть и диффузный серо-синий цвет шлейфа, напоминающий оттенок перистых облаков. Однако эти объяснения едва ли достаточно убедительны.

Таким образом, вопрос об агрегатном состоянии элементов перламутровых облаков остается пока открытым.

§ 60. СЕРЕБРИСТЫЕ ОБЛАКА

Серебристые облака (рис. 119) — очень высокие, тонкие, весьма прозрачные волокнистые облака, лучше всего наблюдаемые после захода (или перед восходом), когда депрессия солнца

равна $6-12^\circ$ под горизонтом. В это время они еще освещены солнцем и хорошо видны на темнеющем фоне неба. Они как бы светят серебристым или жемчужным (изредка голубоватым) светом и порой создают такую освещенность, что можно при их свете фотографировать пейзаж, здания и пр. От перистых облаков они отличаются отсутствием полос падения — загнутых когтеобразных утолщений, переходящих в длинные хвосты. Днем на фоне светлого неба и ночью, когда они не освещены солнцем или луной, их не видно.

Серебристые облака наблюдаются в Северном полушарии с конца апреля до начала сентября в довольно узкой полосе между 45 и 63° с. ш., хотя в отдельных случаях их видимый покров простирается гораздо дальше на север, примерно до 71° с. ш. В Южном полушарии они наблюдались летом в тех же широтах: с 1932 г. они наблюдаются ежегодно, так что отсутствие сведений о них в некоторые более ранние годы, вероятно, просто вызвано плохой организацией наблюдений.

Высота серебристых облаков, определенная фотограмметрическим путем с баз длиной от 35 до 105 км, довольно постоянна и равна $76-85$ км, в среднем около 82 км. Свойство серебристых облаков появляться в определенный сезон, на определенной широте и высоте весьма замечательно и, несомненно, поможет решить вопрос об их природе.

Согласно классификации, предложенной Н. И. Гришиным [52], наблюдаются следующие формы серебристых облаков.

1. Флер — туманообразный слой, часто являющийся первичной стадией образования серебристых облаков или фоном, на котором видны другие формы.

2. Полосы, обычно мало меняющиеся со временем, параллельные или кажущиеся вследствие перспективы сходящимися в одну точку.

3. Гребешки — многочисленные узкие, параллельные, резко очерченные и короткие полоски, иногда образующие нечто вроде птичьих перьев. При этом весь слой серебристых облаков иногда прогибается в виде больших волн.

4. Завихрения, охватывающие облака предыдущих форм — полосы и гребешки — и создающие порой большие выбросы из основной массы облаков. И гребешки и завихрения отличаются большой изменчивостью.

Серебристые облака движутся иногда очень быстро, до 135 м/сек., очевидно, с потоком ветра на высоте около 82 км. Отмеченные в 1925 г. скорости 230 м/сек. Н. И. Гришин считает ненадежными. Замедленная киносъемка серебристых облаков, организованная им, указала на замечательные формы движения атмосферы на уровне серебристых облаков, в частности, на быстрое зарождение и распространение волн (или даже двух систем волн), на возникновение вихрей и пр. Возможно, что тут наблюдаются «волны Гельмгольца» под сильной инверсией,

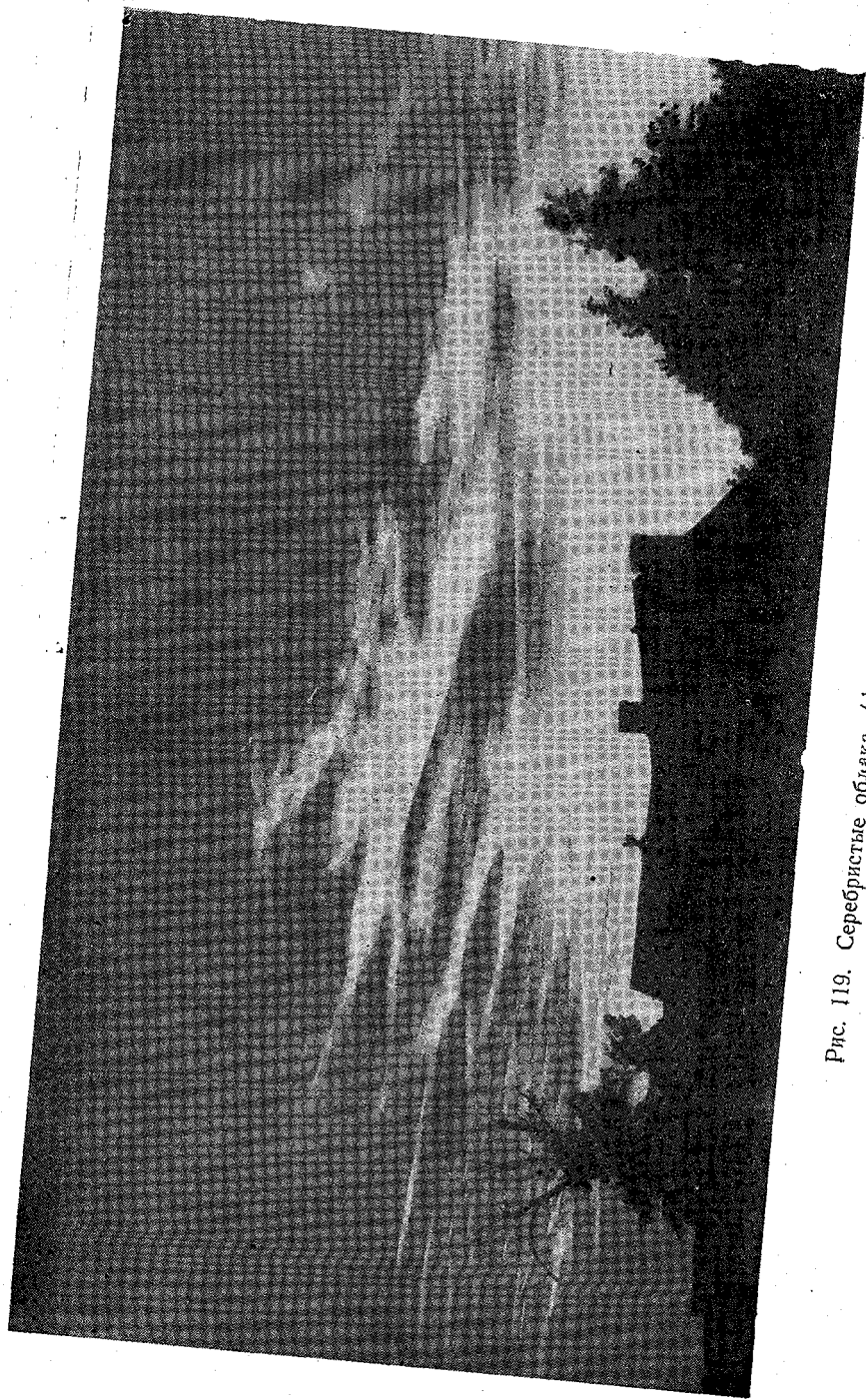


Рис. 119. Серебристые облака (фото Н. И. Грищина).

начинающейся на высоте 83—85 км. Эти волны, в отличие от тропосферных, не перерождаются в ячейковую конвекцию.

Серебристые облака светят рассеянным светом солнца, и в их спектре даже видны фраунгоферовы линии солнечного спектра, слегка ослабленного в красно-оранжевой части. Это ослабление незначительно, ибо, как указал А. Ф. Дюбюк, серебристые облака можно хорошо фотографировать через желтый светофильтр. Патон наблюдал медленное изменение цвета части облака от ярко-голубого до белого. Этот факт свидетельствует о том, что рассеяние света частицами облаков является не вполне нейтральным. Свет серебристых облаков заметно поляризован (чем они отличаются, например, от перистых), что опять-таки указывает на малый размер их частиц. Заметим, что аэрозоли радиусами $0,1\mu$ имеют отчетливо различимую голубую окраску, а при радиусе $0,35—0,42\mu$ (как показал В. В. Шулейкин в своем объяснении явления «голубого солнца») — уже желтоватую. Поэтому, вероятно, белые серебристые облака состоят из частиц, имеющих радиус, промежуточный между $0,1$ и $0,3\mu$.

Освещенность, создаваемая серебристыми облаками, такова, что в слое толщиной 6 км должно иметься в 1 м^3 10^4 частиц радиусом $0,1\mu$ или 10^6 частиц радиусом $0,01\mu$. Масса их будет при этом соответственно 10^{-10} и 10^{-11} г/м³, если считать их плотность равной 2,5.

Существуют две гипотезы о природе серебристых облаков. По мнению И. А. Хвостикова [218], они состоят из ледяных кристаллов, образовавшихся в наиболее холодном (до -80 , -85°) слое стратосферы, находящемся на высотах от 60 до 80 км. Действительно, они не появляются ни ниже, в более теплой мезосфере, ни выше, в слоях, где температуры снова повышаются. Водяной пар может попадать на эти высоты благодаря перемешиванию атмосферы.

По другой гипотезе, защищаемой Ладламом [132], облака эти состоят из пыли, предположительно космического или метеорного происхождения. Такая пыль (как это нередко бывает в нижней атмосфере) собирается под температурной инверсией на высоте 83—85 км. Последняя является границей проникающего снизу процесса перемешивания или даже конвекции. Не исключено поэтому, что пылевые облака заносятся в стратосферу и из нижних слоев.

ОБЛЕДЕНИЕ САМОЛЕТОВ**§ 61. ФИЗИЧЕСКИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОБЛЕДЕНИЯ**

Облака привлекают внимание широкого круга исследователей не только с точки зрения теории развития облаков и осадков и их прогнозирования, но и при решении целого ряда прикладных задач. Среди последних особое место занимает проблема обледенения самолетов, возникающего при полете в переохлажденных облаках.

Первые экспериментальные исследования процессов обледенения в свободной атмосфере были выполнены Пеплером с помощью змеев в 1922—1923 гг. Начиная с 1932 г. число исследований по обледенению резко возрастает, появляются обстоятельные теоретические [292] и экспериментальные [556] исследования. Подробный обзор основных работ, связанных с изучением обледенения самолетов и в особенности с борьбой с этим явлением, был дан Н. В. Лебедевым в 1939 г. [118]. В 1938 г. вышел сборник «Обледенение воздушных судов» [12]; где в статье А. Х. Хргиана были разобраны основные физические причины, приводящие к отложению льда на самолете. Работы И. Г. Пчелко и В. М. Курганской [174], М. В. Завариной [71], В. Д. Степаненко и др. значительно расширили наши представления о повторяемости и вероятности обледенения в различных синоптических условиях. Обобщая этот круг исследований, И. Г. Пчелко и А. М. Боровиков [175] разработали впоследствии метод прогнозирования обледенения самолетов в полете. Начиная с конца 40-х годов физические процессы обледенения самолетов, в частности интенсивность оседания капель на различных частях самолета при полетах в переохлажденных облаках, стали предметом систематического экспериментального и теоретического изучения как у нас (А. Х. Хргиан, И. Г. Пчелко, И. П. Мазин, Л. М. Левин, О. К. Трунов и др.), так и за рубежом (В. Льюис, Бергран, Трайбус, Девис и др.). Зависимость скорости отложения льда на самолете от процессов теплообмена обледеневающей поверхности рассматривалась во многих исследованиях — в работах Ладлама, Трайбуса и др. Физические

основы процесса обледенения самолетов изложены в работе [134].

В Центральной аэрологической обсерватории экспериментальные исследования проводились на летающей лаборатории, оборудованной на самолетах типов «ЛИ-2» и «ИЛ-12», силами лаборатории облачных исследований под руководством А. М. Боровикова. Серия полетов была проведена совместно с Гос. НИИ ГВФ.

Полеты, осуществляемые ЦАО, проводились в разнообразных синоптических условиях, в облаках различных форм, на разных высотах и при разных температурах. Во время полетов в условиях обледенения, кроме полного комплекса аэрологических измерений, проводились специальные наблюдения за формой и скоростью отложения льда на плоскости самолета и различных его деталях, на шаблоне — указателе, установленном у окна бортаэролога, на ряде специальных шаблонов различных форм и на вращающихся цилиндрах различных диаметров.

Отложение льда на разных телах, перемещающихся в облаке при отрицательной температуре, вызывается их столкновением с переохлажденными облачными каплями и замерзанием последних. Это явление по своему характеру аналогично отложению гололеда на проводах связи. Случаи непосредственной сублимации льда на самолете чрезвычайно редки и не представляют практического интереса. У обычных поршневых самолетов обледенению подвержены многие детали — плоскости и винт, капоты моторов, окна кабины пилота, стабилизатор, элероны, радиоантенны, приемник воздушного давления и другие выступающие и направленные навстречу потоку детали, вплоть до заклепок на плоскостях и фюзеляже.

Форма отложения льда и его структура отличаются большим разнообразием: в одних условиях нарастает гладкий и белый лед, в других он сильно бугристый и прозрачный. При обледенении форма обледеневающего тела сильно искажается, подъемная сила плоскостей уменьшается.

Сейчас можно дать морфологическую классификацию характера нарастающего льда, в основу которой положены различия в форме, структуре и степени шероховатости поверхности льда [134]. Эти различия в характере обледенения можно объяснить, приняв во внимание описываемый ниже механизм обледенения. Если температура воздуха достаточно низка, а облачные капли малы, то можно считать, что капли замерзают практически мгновенно там, где они сталкиваются с телом, не растекаясь по его поверхности. Так образуется оптически неоднородный лед — непрозрачный или даже белый, в котором есть воздушные включения. Поверхность льда при этом, как правило, гладкая или слегка шероховатая. При более высоких отрицательных температурах, больших значениях водности облака капли замерзают относительно медленно и частично растекаются под действием

потока воздуха по поверхности. В этом случае воздушные включения почти отсутствуют, лед прозрачен, форма его сильно искажена по сравнению с формой обледеневающего тела и поверхность может быть сильно бугристой.

Рассмотрим более детально процесс отложения льда на примере обледенения самолетного профиля (рис. 120). При этом мы вначале разберем задачу аналитически, а затем сопоставим ее с некоторыми экспериментальными данными. Для большей наглядности будем рассматривать двумерную задачу о потоке, натекающем на крыло со скоростью u_∞ .

При полете крыло самолета обтекается воздушным потоком таким образом, что молекулы воздуха практически не сталкиваются с ним. Иными словами, можно считать поток воздуха

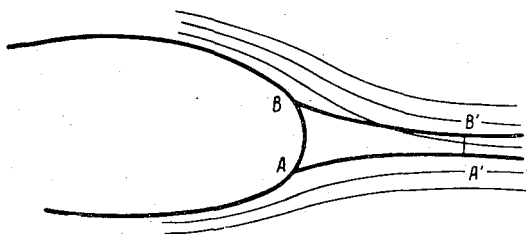


Рис. 120. Схема обтекания профиля крыла самолета воздушным потоком (тонкие линии) и облачными каплями (жирные линии).

в этом случае ламинарным потоком идеальной жидкости. Линии тока его изображены на схематическом рис. 120 сплошными тонкими линиями. Капельки же воды лишь частично отклоняются от первоначального пути за счет вязких сил, действующих на них со стороны потока воздуха. В силу инерции капле траектории капелек (жирные линии на рис. 120) менее искривлены по сравнению с линиями тока, и капли могут сталкиваться с телом.

Если бы все капли были одинаковых размеров, то количество воды Δm , оседающее на профиль на участке AB в единицу времени, было бы равно количеству воды, содержащемуся в объеме с сечением $A'B'$ и длиной, равной скорости полета u_∞ . Иными словами, имело бы место равенство $\frac{\Delta m}{AB} = W u_\infty \frac{A'B'}{AB}$, где W — водность облака.

Отношение $\frac{A'B'}{AB}$ можно назвать коэффициентом захвата¹

¹ Это определение годится, очевидно, лишь для двумерного случая, как на рис. 120, но нетрудно дать определение как локального, так и полного коэффициента захвата в трехмерном случае, рассматривая отношение соответствующих сечений трубок тока.

на участке AB или просто полным коэффициентом захвата, если A и B — крайние точки, на которых происходит оседание.

При приближении точки A к B отношение $\frac{A'B'}{AB}$ изменяется и стремится к определенному пределу, который принято называть локальным коэффициентом захвата в точке A и обозначать $E_{\text{л}}$ или E_A . Таким образом, количество воды, оседающее за единицу времени на маленькой площадке Δs в окрестности точки A , равно $\Delta m = W u_{\infty} E_{\text{л}} \Delta s$.

Как правило, масса намерзающего за это время льда меньше указанной величины Δm , ибо не вся осевшая вода замерзает, а часть ее испаряется или уносится потоком воздуха. Множитель, определяющий долю замерзшей воды, называют коэффициентом намерзания и обозначают буквой β . Следовательно, можно записать, что интенсивность нарастания льда I , выраженная в см/сек., равна

$$I = \frac{W u_{\infty} E_{\text{л}} \beta}{\rho_{\text{л}}} \quad (61.1)$$

Здесь $\rho_{\text{л}}$ — плотность льда.

Понятие коэффициента захвата $E_{\text{л}}$, введенное выше, а следовательно, и соотношение (61.1) применимы только для монодисперсного облака. Как будет показано ниже, коэффициент захвата $E_{\text{л}}$ зависит от r . Однако хорошо известно, что облака состоят из капель разных радиусов. В этом случае формула (61.1) остается в силе, если заменить коэффициент $E_{\text{л}}$ так называемым интегральным коэффициентом захвата $\tilde{E}_{\text{л}}$, относящимся ко всему диапазону радиусов капель.

§ 62. КОЭФФИЦИЕНТ ЗАХВАТА

Очевидно, что для определения E необходимо знать траектории капель при обтекании тела потоком воздуха.

Обратим внимание первоначально на случай, когда капли имеют равные размеры. Используем для этого систему координат, жестко связанную с телом, т. е. будем считать тело неподвижным, а среду вместе с каплями (или другими частицами) — натекающей на него с первоначальной скоростью u_{∞}^1 , параллельной оси x .

При приближении к телу частицы стремятся сохранить равномерное и прямолинейное движение, в то время как скорость среды начинает изменяться. Если считать, что концентрация частиц мала и они не влияют одна на другую и на вязкость или на обтекание тела потоком, то сила, действующая на частицу,

¹ Здесь и ниже, где это особо не оговорено, речь идет о дозвуковых скоростях.

зависит только от размеров и скорости частиц по отношению к среде и от вязкости последней. Считая поток установившимся, можно записать, что эта сила F равна

$$F = F(\vec{u}_n - \vec{u}_k), \quad (62.1)$$

где $\vec{u}_k(x, y, z)$ — скорость частицы, а $\vec{u}_n(x, y, z)$ — скорость установившегося потока воздуха, обтекающего тело, в точке (x, y, z) .

Обозначим через m массу частицы и запишем уравнения движения частицы в виде

$$m\ddot{x} = F_x, \quad m\ddot{y} = F_y. \quad (62.2)$$

Для нахождения траектории частицы необходимо проинтегрировать систему дифференциальных уравнений (62.2). В проблеме обледенения речь идет о захвате малых сферических водяных капель. Для них при малых относительных скоростях по закону Стокса имеем

$$F_0 = 6\pi r \mu (\vec{u}_n - \vec{u}_k). \quad (62.3)$$

Анализ условий, при которых сила F подчиняется закону Стокса, приводит к заключению, что для достаточно крупных капель и больших разностей $(\vec{u}_n - \vec{u}_k) = \Delta u$ эти условия не соблюдаются. В работе [133] показано, что для тех скоростей движения и размеров капель, с которыми приходится встречаться при изучении обледенения самолетов, сила \vec{F} с большой точностью выражается соотношением

$$\vec{F} = \vec{F}_0 \left(1 + 0,17 \operatorname{Re}^{\frac{2}{3}}\right) = \vec{F}_0 \varphi(\operatorname{Re}), \quad (62.4)$$

где $\operatorname{Re} = \frac{2r\Delta u}{\nu}$ — число Рейнольдса, ν — кинематический коэффициент вязкости, а

$$\varphi(\operatorname{Re}) = 1 + 0,17 \left(\frac{2r}{\nu}\right)^{\frac{2}{3}} [(u_x - \dot{x})^2 + (u_y - \dot{y})^2]^{\frac{1}{3}}. \quad (62.5)$$

Система уравнений (62.2) с учетом (62.3), (62.4) и при предположении, что капли сферические, т. е. $m = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_w$, примет вид

$$\begin{cases} \ddot{x} = \frac{9}{2} \frac{\mu}{r^2 \rho_w} (u_x - \dot{x}) \varphi(\operatorname{Re}) \\ \ddot{y} = \frac{9}{2} \frac{\mu}{r^2 \rho_w} (u_y - \dot{y}) \varphi(\operatorname{Re}) \end{cases} \quad (62.6)$$

Удобнее решать систему уравнений (62.6) в безразмерном виде, приняв за единицу длины характерный размер тела L (для

круглых цилиндров — его радиус, для самолетного профиля — хорду и т. д.), за единицу скорости — скорость полета u_∞ и за единицу времени τ_0 — время пролета участка L со скоростью u_∞ , т. е. $\tau_0 = \frac{L}{u_\infty}$. В безразмерных координатах $\xi = \frac{x}{L}$, $\eta = \frac{y}{L}$ и $\tau = \frac{t}{\tau_0}$ система (62.6) примет вид

$$\begin{cases} \frac{d^2\xi}{d\tau^2} = -\frac{1}{p} \left(\frac{d\xi}{d\tau} - u_\xi \right) \varphi(\text{Re}_0) \\ \frac{d^2\eta}{d\tau^2} = -\frac{1}{p} \left(\frac{d\eta}{d\tau} - u_\eta \right) \varphi(\text{Re}_0) \end{cases} \quad (62.7)$$

где

$$P = \frac{2r^2 u_\infty}{9\nu L} \rho_a, \quad \text{Re}_0 = \frac{2ru_\infty}{\nu},$$

$$\varphi(\text{Re}_0) = 1 + 0,17 \text{Re}_0^{\frac{2}{3}} \left[\left(\frac{d\xi}{d\tau} - u_\xi \right)^2 + \left(\frac{d\eta}{d\tau} - u_\eta \right)^2 \right]^{\frac{1}{3}}. \quad (62.8)$$

Анализ системы уравнений (62.7) позволяет получить ряд важных выводов:

1. Траектории капель зависят от двух характерных безразмерных величин — параметра инерции P и числа Re_0 , которые, следовательно, и являются критериями подобия явления. Попутно отметим, что в качестве критериев подобия могут быть приняты и другие параметры, являющиеся комбинациями параметров P и Re_0 . Например, за рубежом широко используются параметры Re_0 и так называемый масштабный модуль $\psi = \frac{\text{Re}_0}{P}$.

Л. М. Левин использует параметры P и Ru , где $\text{Ru} = \frac{Lu_\infty}{\nu}$ —

число Рейнольдса для тела. Легко убедиться, что $\text{Ru} = \frac{1}{18} \frac{\rho_w}{\rho_a} \frac{\text{Re}_0^2}{P}$

где ρ_w и ρ_a — соответственно плотности воды и воздуха.

Значения P и Re_0 зависят от размеров обледеневающего тела L , радиуса капель r , скорости полета u_∞ и в меньшей степени от свойств среды (от вязкости воздуха μ и его плотности ρ_a , так как $\nu = \frac{\mu}{\rho_a}$).

2. Траектории капель разных размеров не пересекаются друг с другом. Этот вывод следует из доказанной А. М. Ягломом и независимо от него Робинзоном [548] теоремы о сохранении

нулевого вихря для потока частиц и факта отсутствия источников и стоков вне обледеневающего тела [134].

3. Существует критическое значение параметра $P_{кр}$, такое, что при $P < P_{кр}$ капли вообще не сталкиваются с телом, а полностью обтекают его. Вывод этого положения можно найти в работе Л. М. Левина [122]. Более простой вывод изложен в [134] на основании работы Тейлора [595].

Величины $P_{кр}$ для тел простых форм при потенциальном безотрывном обтекании приведены в табл. 1. Поскольку почти всегда система (62.7) допускает только численное интегрирование, то расчеты коэффициентов захвата, связанные с решением системы нелинейных дифференциальных уравнений (62.7), весьма трудоемки. В настоящее время в наших [122], [125], [133], [221] и зарубежных [449], [277] исследованиях получены решения этой системы для тел простых форм (сфер, круглых цилиндров, плоских пластин) и для некоторых типов самолетных профилей.

В связи с тем, что для введения поправок при некоторых наблюдениях в облаках (см. § 15) надо знать коэффициент захвата для тел цилиндрической формы, на рис. 121 даны диаграммы для расчета E и E_0 для цилиндров. На рис. 122 изображена зависимость E от тех же параметров P и Re_0 , пригодная для широкого класса самолетных профилей, относительная толщина которых колеблется от 9 до 15%. Хорошо видно, что коэффициенты захвата существенно увеличиваются с возрастанием P и меньше, но тем не менее достаточно отчетливо зависят от

Re_0 , убывая с ростом этого параметра. Помня, что $P = \frac{2}{9} \frac{u_\infty r^2}{\mu L} \rho_w$, мы видим, что E возрастает с увеличением радиуса капель и скорости полета и убывает с ростом размеров обледеневающего тела.

Интегральный коэффициент захвата. Выше мы нашли E при определенном значении радиуса капель r ; в реальном же облаке присутствуют капли весьма разнообразных размеров. Пусть плотность распределения капель по размерам есть $n(r)$, причем $n(r)$ нормирована таким образом, что

$$\frac{4}{3} \pi \rho_w \int_0^\infty r^3 n(r) dr = W.$$

В этом случае интенсивность нарастания льда I может быть записана в виде

$$I = \frac{u_\infty \beta}{\rho_l} \int_0^\infty \frac{4}{3} \pi \rho_w r^3 n(r) E_n(r) dr$$

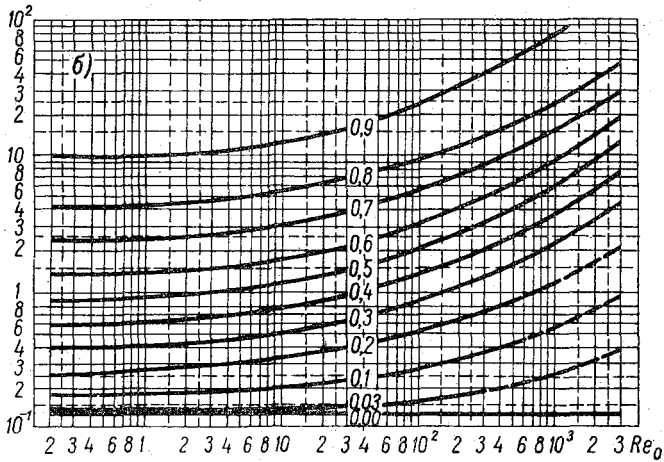
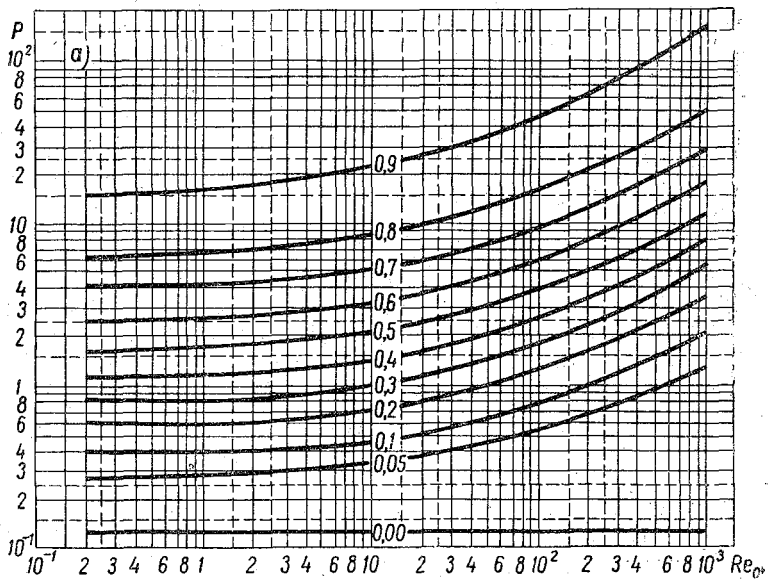


Рис. 121. Диаграмма зависимости коэффициента захвата для круглого цилиндра от параметров P и Re_0 .
 a — полный коэффициент захвата E , b — коэффициент захвата в критической точке E_{cr} .

или, умножая и деля на W , получим

$$I = \frac{W}{\rho_n} u_\infty \tilde{E}_n \beta, \quad (62.9)$$

где

$$\tilde{E}_n = \frac{\int_0^\infty r^{3n}(r) E_n(r) dr}{\int_0^\infty r^{3n}(r) dr}. \quad (62.10)$$

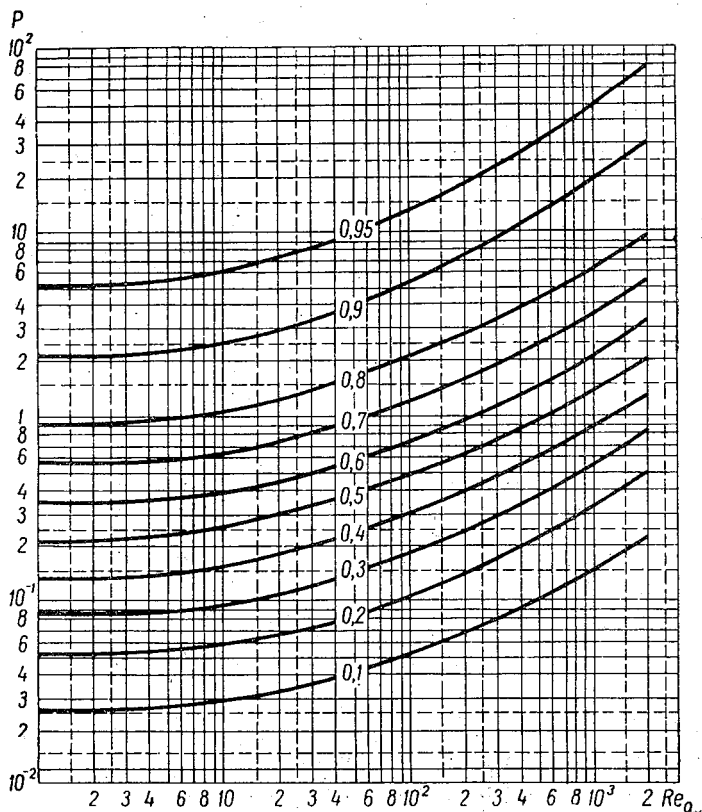


Рис. 122. Диаграмма зависимости полного коэффициента захвата E для крыльевых профилей от параметров P и Re_0 .

\tilde{E}_n — так называемый интегральный коэффициент захвата, с помощью которого учитывается как эффект обтекания тела (E_n), так и полидисперсность облака $[n(r)]$.

В гл. II, в § 19 было показано, что в облаках слоистых форм распределение капель по размерам является функцией одного

характерного параметра r_{cp} и подчиняется простой зависимости (19.3). Так как свойства воздуха (μ , ρ_a) оказывают малое влияние на коэффициент захвата, то можно считать, что \bar{E}_d существенно зависит от трех параметров: среднего радиуса капель L , характерного размера тела L и скорости полета u_∞ .

Численные расчеты, выполненные в ЦАО по определению интегрального коэффициента захвата в носике самолетного про-

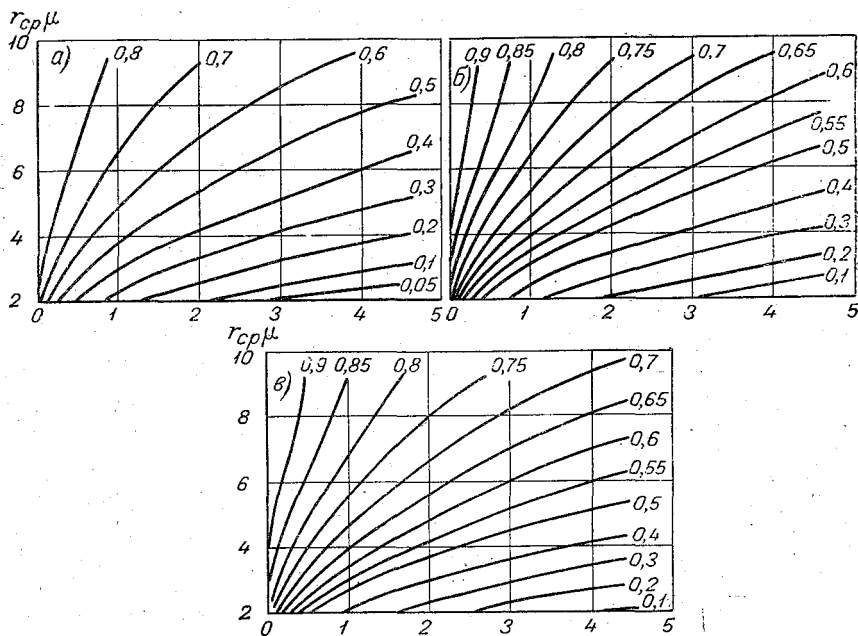


Рис. 123. Локальный интегральный коэффициент захвата в носике самолетного профиля.

$u_\infty = 50$ м/сек. (а), 75 м/сек. (б), 100 м/сек. (в).

филя, позволили построить диаграммы (рис. 123), с помощью которых легко находятся значения \bar{E}_d в диапазоне изменения скоростей полета от 50 до 100 м/сек., хорды профиля от 10 до 500 см и r_{cp} от 2 до 10 μ .

§ 63. КОЭФФИЦИЕНТ НАМЕРЗАНИЯ β

В § 61 уже упоминалось, что не вся вода, содержащаяся в каплях, сталкивающихся с самолетом, замерзает при этом: частично она испаряется, частично может быть сдута потоком воздуха и вообще унесена вместе с воздушным потоком. Наоборот, при низких температурах капли не успевают растечься по

поверхности, замерзают мгновенно и могут образовать ячеистую структуру льда с многочисленными воздушными включениями. В результате последнего плотность льда может понизиться до $0,6 \text{ г/см}^3$, и лед при этом становится белым, непрозрачным.

Вопрос о нахождении коэффициента намерзания является чрезвычайно сложным, и расчеты, сделанные до настоящего времени при некоторых упрощающих предположениях, нуждаются в тщательной экспериментальной проверке.

Обозначим через m_b массу воды, оседающей на единице рассматриваемого участка поверхности в единицу времени, а через m_i — массу воды, испаряющейся с того же участка за то же время. Если температура участка обледеневающей поверхности $t_s < 0$, то будем полагать, что водяные капли замерзают достаточно быстро и практически не увлекаются потоком воздуха за пределы этого участка. В этом случае

$$\beta = 1 - \frac{m_i}{m_b}. \quad (63.1)$$

При определенном количестве воды ($m_{кр}$), замерзающей в единицу времени на единице площади, температура поверхности может достигнуть нулевого значения. Если количество оседающей воды больше $m_{кр}$, то замерзнет только часть ее, остальная же часть останется в жидком состоянии и либо испарится с поверхности, либо будет унесена (сдута) потоком воздуха, либо частично может оказаться внутри нарастающего слоя льда в виде отдельных включений. Очевидно, что при $m_b > m_{кр}$ замерзающая часть дополнительной (сверх $m_{кр}$) воды определяется долей «холода», содержащегося в этой части воды, и, следовательно, равна $(m_b - m_{кр}) \cdot (0 - t_0) \frac{c_b}{80}$, где $c_b = 1 \text{ кал/г град.}$ — теплоемкость воды.

Легко убедиться, что при этом коэффициент намерзания имеет вид

$$\beta = 1 - \frac{m_i}{m_b} - \left(1 + \frac{t_0}{80}\right) \left(1 - \frac{m_{кр}}{m_b}\right). \quad (63.2)$$

Следовательно, для определения коэффициента намерзания необходимо знание таких величин, как m_b , $m_{кр}$, m_i и t . Для этого надо решить уравнение теплового баланса обледеневающей поверхности. Предположив, что отток тепла от внутренней поверхности крыла отсутствует, уравнение теплового баланса можно записать в виде

$$\alpha \left[\frac{ru_\infty^2}{2JC_p} + t_0 - t_s - 0,628 \frac{L_s}{c_p} \frac{(e_{t_s} - e_{t_0})}{p_0} \right] = -m_b (L_s - c_w t_s + c_w t_0 + \frac{u_\infty^2}{2J}). \quad (63.3)$$

В частном случае, когда количество оседающей воды $m_b = m_i$, т.е. в точности компенсирует испарение льда с поверхности, t_s находится сравнительно просто. Действительно, при подста-

новке в (63.3) вместо m_b величины $m_i = 0,628 \frac{\alpha}{c_p} \frac{(e_{t_s} - e_{t_0})}{p_0}$

исключаются α и E_0 и уравнение (63.3) принимает вид

$$\frac{ru_{\infty}^2}{2Jc_p} = t_s - t_0 + \frac{0,628}{c_p} \frac{(e_{t_s} - e_{t_0})}{p_0} \left(L_s - L_3 + t_s - t_0 - \frac{u_{\infty}^2}{2J} \right). \quad (63.4)$$

Здесь α — коэффициент теплоотдачи, r — коэффициент восстановления, J — механический эквивалент тепла, c_p — теплоемкость воздуха при постоянном давлении, p_0 и t_0 — соответственно давление и температура воздуха, t_s — температура обледеневающей поверхности, L_s — скрытая теплота испарения льда при температуре t_s , L_3 — скрытая теплота замерзания воды, e_{t_s} , e_{t_0} — насыщающая упругость водяного пара соответственно при температуре t_s и t_0 , c_l и c_b — соответственно теплоемкости льда и воды. Зная α и r и учитывая, что $m_b = W u_{\infty} \tilde{E}$, можно из соотношения (63.3) определить t_s .

Полученное уравнение легко поддается графическому решению, результаты которого нанесены на номограмму (рис. 124).

Способ пользования номограммой следующий: от нижней горизонтальной шкалы скорости (например, $u_{\infty} = 60$ м/сек.) следует подняться по вертикали до кривой заданного r (пусть $r = 0,9$), затем по горизонтальной прямой следует дойти до пересечения с линией заданного t_0 (например, -10°) и, наконец, спускаясь от точки пересечения по вертикали вниз, на шкале t_s прочесть ответ, в данном случае он равен $-8,6^\circ$.

Очевидно, что при обледенении самолетов количество оседающей воды больше испаряющейся. Следовательно, температура t_s , определенная по соотношению (63.4), будет ниже фактической, так как при этом не учитывается приток тепла, вызванный замерзанием дополнительной части осевшей воды. Если пренебречь кинетической энергией оседающих водяных капель, то нетрудно убедиться, что для более точного определения значения t_s можно воспользоваться тоже номограммой (рис. 124), если вместо u_{∞} исходить из некоторой «приведенной» скорости u_n ,

$$u_n = u_{\infty} \sqrt{1 + \frac{2Jc_p \tilde{E} (L_3 + t_0 - t_s) (W - W_i)}{\alpha r u_{\infty}}}. \quad (63.5)$$

Найденная таким образом поправка может достигать вполне заметной величины. Например, при $\tilde{E} = 0,5$, $W = 0,2 \cdot 10^{-6}$ г/см³, $\alpha = 5 \cdot 10^{-3}$ кал/см²сек.град.; $r = 1$ и $u_{\infty} = 10^4$ см/сек. — эта поправка равносильна увеличению скорости более чем в два раза.

В том случае, когда температура обледеневающей поверхности $t_s < 0$, коэффициент намерзания определяется соотношением (63.1). Выражая массу воды через водность из соотношения $m = Wu_\infty \tilde{E}$ и подставляя ее в (63.1), будем иметь

$$\beta = 1 - \frac{W_i}{W}. \quad (63.6)$$

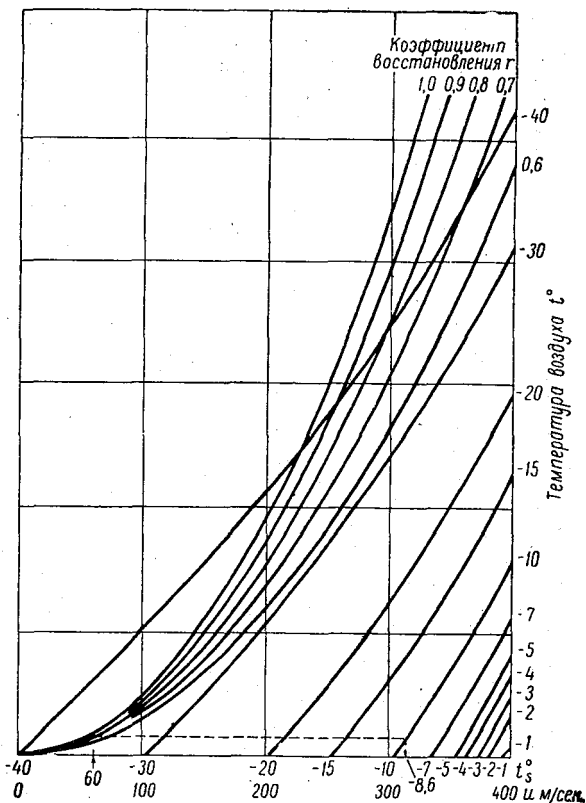


Рис. 124. Номограмма для расчета критической температуры обледенения.

Для примера в табл. 72 приводится ряд значений W_i , рассчитанных по формуле

$$W_i = \frac{0,628}{u_\infty \tilde{E}} \frac{\alpha}{c_p} \frac{(e_{t_s} - e_{t_0})}{P_0} \quad (63.7)$$

для вращающегося цилиндра диаметром 50 мм. В этой таблице приведены также соответствующие значения β при $W = 0,2$ г/м³.

В тех случаях, когда водность облака столь велика, что температура обледеневающей поверхности достигает 0° , β определяется по соотношению (63.2) или, выражая, как и в предыдущем случае, массу осевшей воды через водность, по соотношению

$$\beta = 1 - \frac{W_i}{W} - \left(1 - \frac{t_0}{80}\right) \left(1 - \frac{W_{кр}}{W}\right). \quad (63.8)$$

Здесь под $W_{кр}$ понимается, как и раньше, такая минимальная водность облака, при которой температура обледеневающей поверхности достигает 0° .

Легко убедиться, что $W_{кр}$ может быть получено из (63.3) после подстановки значения $t_s = 0$. При этом

$$W_{кр} = \frac{\alpha}{\tilde{E}_л} K_1(t_0, u_\infty, p_0) - r K_2(t_0, u_\infty), \quad (63.9)$$

где

$$K_1 = - \frac{-t_0 + \frac{0,628L_s}{c_p} \frac{e_0 - e_{t_0}}{p_0}}{u_\infty \left(80 + t_0 + \frac{u_\infty^2}{2J}\right)},$$

$$K_2 = \frac{u_\infty^2}{2Jc_p \left(80 + t_0 + \frac{u_\infty^2}{2J}\right) u_\infty}.$$

Таким образом, $W_{кр}$ зависит от целого ряда параметров и прежде всего от температуры воздуха t_0 и скорости полета u_∞ и, как показывают расчеты, в меньшей степени от давления p_0 и коэффициента восстановления r . Кроме того, $W_{кр}$ зависит от таких трудно определяемых величин, как коэффициент теплоотдачи α и интегральный локальный коэффициент захвата $\tilde{E}_л$.

Следует отметить, что зависимость от r начинает проявляться заметным образом при сравнительно больших скоростях (больше 100 м/сек.). Кроме того, в тех случаях, когда изучается обледенение в окрестности критической точки, можно с большой точностью считать $r=1$, так как в этой точке имеет место полное торможение, как, например, в критической точке круглого цилиндра $r=1$ для любых чисел Маха от 0,4 до 0,9.

Значения функций $K_1(t_0, u_\infty, p_0)$ и $K_2(t_0, u_\infty)$ были рассчитаны практически для всего диапазона возможных при полетах нескоростной авиации значений t_0 , u_∞ и p_0 .

Результаты расчетов представлены на рис. 125, на котором видно, что при $u_\infty < 10^4$ см/сек. относительная роль второго

члена с K_2 по сравнению с первым невелика и она все время уменьшается с понижением t_0 .

Для определения $W_{кр}$ необходимо знать также и $\frac{\alpha}{E_\alpha}$. Об интегральном коэффициенте захвата мы подробно говорили выше, в § 62, и привели диаграммы, позволяющие определять \tilde{E}_d для цилиндров и ряда профилей. Нахождение же коэффициента

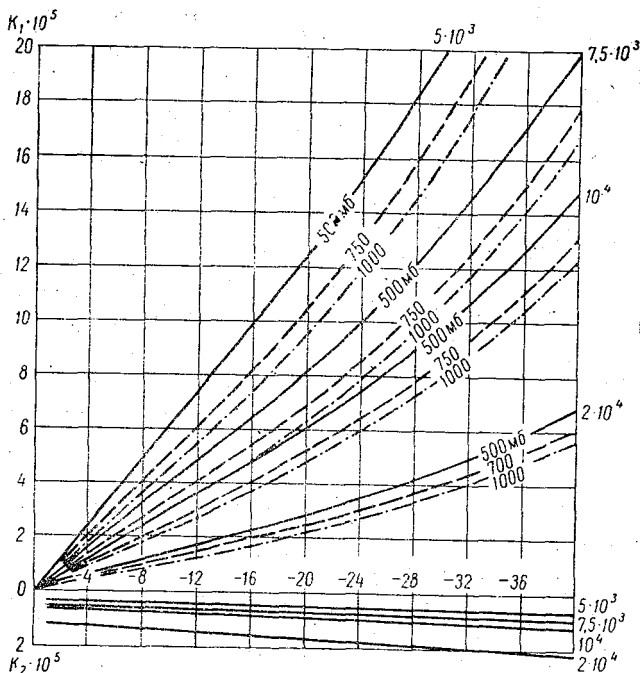


Рис. 125. Функции K_1 и K_2 для расчета критического обледенения.

теплоотдачи α представляет сложную задачу, рассмотрение которой является предметом специальных монографий. Ввиду большого применения обледеневающих цилиндров в различных аэрологических приборах, укажем для них эмпирическую зависимость, связывающую коэффициент теплоотдачи α с числом Рейнольдса Re_0 и теплопроводностью воздуха λ :

$$\alpha = \frac{a\lambda}{2R} (Re_0)^n. \quad (63.10)$$

Параметры a и n зависят от числа Рейнольдса и определяются следующим образом.

Re_0	5—80	80— $5 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^3$ и выше
a	0,81	0,625	0,197
n	0,40	0,45	0,60

В табл. 72 приведены расчеты t_s , W_i , $W_{кр}$, а также β при условии, что водность облака $W=0,2$ г/м³. Для самолетов, например, типа «ЛИ-2» (скорость 50 м/сек.) в подавляющем большинстве случаев коэффициент β близок к единице при температуре ниже -3° , а при скоростях 100 м/сек.—ниже -5° . В этом случае легко видеть, что отношение интенсивностей отложения льда на различных деталях самолета будет определяться отношением соответствующих интегральных коэффициентов захвата. Расчеты показали [134], что отношение интегральных коэффициентов захвата в лобовой кромке профиля с хордой около 3 м к соответствующему коэффициенту захвата вращающегося 50-миллиметрового цилиндра меняется от 2,75 до 3,25 при изменении скорости полета от 50 до 100 м/сек. и среднего радиуса капель r_{cp} от 3,5 до 9 μ . При $u_\infty=70$ м/сек. и $r_{cp}=4-5\mu$ это отношение равно 3,1. Эксперимент, выполненный при полетах на самолете «ИЛ-14», показал, что из 12 наблюдений скорость нарастания льда на лобовой кромке плоскости самолета превосходила скорость нарастания льда на 50-миллиметровом вращающемся цилиндре (СИО) в среднем в 3 раза. Максимальное отклонение от этой цифры не превосходило 13%, что очень хорошо согласуется с теоретическими расчетами.

Т а б л и ц а 72

t_0 °C	u_∞ см/сек.	p_0 мб	r_{cp} μ	t_s °C	W_i г/м ³	$W_{кр}$ г/м ³	β
-3	5·10 ³	1000	3	-1,3	0,013	0,477	0,935
			5	-0,3	0,013	0,231	0,935
	500	3	-1,3	0,029	0,724	0,855	
		5	-0,3	0,023	0,354	0,885	
	1·10 ⁴	1000	3	0	0,0143	0,053	0,221
			5	0	0,0082	0,030	0,141
500		3	0	0,0253	0,168	0,720	
		5	0	0,0145	0,096	0,427	
-10	5·10 ³	1000	3	-7,8	0,0045	1,881	0,977
			5	-6,55	0,0061	0,911	0,969
	500	3	-7,8	0,009	2,614	0,955	
		5	-6,55	0,0113	1,266	0,943	
	1·10 ⁴	1000	3	-4,5	0,0135	0,684	0,932
			5	-3,1	0,0111	0,392	0,945
500		3	-4,5	0,0253	1,025	0,873	
		5	-3,1	0,0213	0,588	0,893	

§ 64. ОБЛЕДЕНЕНИЕ СКОРОСТНЫХ САМОЛЕТОВ

В предыдущем параграфе было показано, что при скоростях полета меньше 100 м/сек. уже при -5° , как правило, замерзает вся осевшая на самолет вода. Иными словами, при таких малых скоростях выделение тепла играет заметную роль только при высоких отрицательных температурах, близких к 0° . С повышением скорости полета начинает играть все большую роль кинетический нагрев обледеневающей поверхности; он может вообще

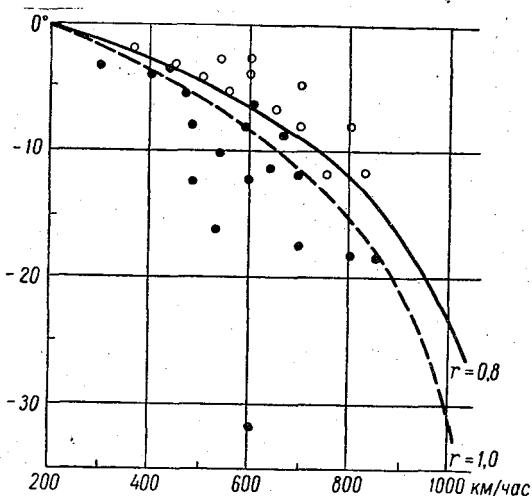


Рис. 126. Условия обледенения самолетов в зависимости от скорости полета и температуры воздуха.

привести к тому, что температура поверхности превысит 0° и обледенение не образуется.

Скорость полета, при которой температура смоченной поверхности самолета достигает 0° , зависит от температуры воздуха t и от коэффициента восстановления r . На рис. 126 представлены результаты соответствующих расчетов при $r=1$ и $r=0,8$ и для сравнения нанесены экспериментальные данные, полученные на основании обработки донесений экипажей скоростных самолетов.

Черными кружками помечены случаи наличия обледенения, белыми — отсутствия. Эти данные показывают, что кривая $r=0,8$ определяет верхний предел температуры возможного обледенения при соответствующей скорости полета.

Коэффициент r в лобовой точке профиля, как правило, равен единице и уменьшается по мере удаления от нее. Температура же поверхности, наоборот, является максимальной в лобовой

точке профиля и уменьшается по мере удаления от нее. Возможны случаи (что можно видеть на рис. 126), когда в лобовой точке температура поверхности положительна, а на некотором расстоянии от нее становится отрицательной (область между кривыми $r=1$ и $r=0,8$ на рис. 126). Это наиболее нежелательное явление, так как оно может привести к такому нарастанию льда, которое сильно искажает профиль и ухудшает аэродинамические условия обтекания. Очевидно, что при подобном распределении температуры по поверхности профиля не исключена возможность обледенения и в кристаллических облаках.

Сильные перегревы поверхности скоростных самолетов относительно воздуха приводят к весьма большому испарению. Поэтому даже в тех случаях, когда $t_s < 0$, величина W_i может быть довольно существенна и коэффициент намерзания, определяемый по формуле (63.6), будет значительно меньше единицы. Обращаясь к формуле (63.7), можно записать

$$W_i = \frac{\alpha}{u_{\infty} E_d} K_s(t_s, t_0, p_0),$$

где

$$K_s = 0,628 \frac{e t_s - e t_0}{c_p p_0}.$$

Отложение льда на самолете при столкновении последнего с облачными каплями может иметь место в том, и только в том случае, когда температура поверхности $t_s < 0^\circ$ и водность облака $W > W_i$.

В работе [134] показано, что при отсутствии теплоотвода внутрь крыла и скоростях полета, превышающих скорость звука, для ромбовидных и чечевицеобразных скоростных профилей $W_i > 0,1$ г/м³. Такая большая величина W_i вызвана прежде всего малыми значениями интегральных коэффициентов захвата для сверхзвуковых профилей с заостренной передней кромкой.

С другой стороны, уже при звуковой скорости перегрев поверхности превышает 30° , т. е. обледенение, если и может иметь место, то только при температуре ниже -30° . При таких низких температурах водность облака никогда не превышает $0,1$ г/м³, и, таким образом, при сделанных предположениях обледенение невозможно.

§ 65. ОБЛЕДЕНЕНИЕ В ОБЛАКАХ РАЗЛИЧНЫХ ФОРМ¹

Различие в фазовом состоянии облаков при отрицательных температурах определяет условия обледенения в них. В переохлажденных водяных облаках вероятность обледенения очень ве-

¹ В настоящем параграфе рассматривается только обледенение поршневых, не скоростных самолетов (скорость которых не превышает 300—400 км/час).

лика — полеты в них всегда сопровождаются обледенением, за исключением тех редких случаев, когда водность облаков или составляющие их капли очень малы¹. В смешанных облаках вероятность обледенения может быть различной и сильно зависит от того, какая доля водности приходится на капельную часть облачных элементов. В облаках Сb, где эта доля значительна, вероятность обледенения и интенсивность его также велики, наоборот, в облаках Ns—As, где водность капельной части значительно меньше, меньше и интенсивность и вероятность обледенения. Наконец, в ледяных облаках обледенение нескоростных самолетов практически исключено.

Фазовое состояние облаков было подробно рассмотрено в гл. II, § 14, где на рис. 24 приведены данные о повторяемости переохлажденной водяной фазы в зависимости от температуры. Кривая 1 на этом рисунке характеризует повторяемость существования переохлажденной воды в облаках (как отдельно, так и вместе с кристаллами), кривая 2 — вероятность встретить чисто водяные переохлажденные облака. В отношении обледенения эти кривые могут рассматриваться в качестве линий, ограничивающих области обязательного (2) и возможного (1) обледенения при различных температурах.

Как показано в § 62, интенсивность обледенения и характер его зависит в первую очередь от водности и размеров капель в облаках различных форм.

Так, слоисто-кучевые и слоистые облака по своему фазовому состоянию в подавляющем большинстве бывают водяными переохлажденными, реже смешанными и крайне редко кристаллическими. Поэтому вероятность обледенения в них очень велика — превышает 80—85%. Благодаря однородности их фазового состояния зоны обледенения в этих облаках охватывает всю толщину облачного слоя.

В слое St—Sc размеры капель и водность увеличиваются от нижней их границы к верхней. Соответственно обледенение в нижней части этих облаков обычно бывает слабым (0,1—0,4 мм/мин.)² и увеличивается по мере подъема к верхней границе, доходя до 0,8—1,2 мм/мин., а иногда и более.

Горизонтальная протяженность зон обледенения охватывает всю область облаков St—Sc с отрицательными температурами и может быть весьма велика. Например, в полях Sc, образующихся в однородных воздушных массах, она может достигать

¹ Иногда даже при малой водности и мелких облачных каплях обледенение все же происходит, но образующийся слой льда настолько тонок, что не только не влияет на летные качества самолета, но может вообще оставаться незамеченным.

² Здесь и далее интенсивность обледенения указана по стандартному шаблону для наблюдений над обледенением, установленному на всех самолетах-зондировщиках и части рейсовых самолетов ГВФ. Шаблон представляет собой малую модель плоскости самолета.

1000 км. Поэтому из-за значительной интенсивности обледенения в этих облаках длительный полет в них может быть опасным. Однако небольшая вертикальная мощность Sc позволяет в случае необходимости быстро выйти из них и тем самым избежать обледенения.

Высоко-кучевые облака Ac хотя и весьма близки облакам Sc, однако в них температуры ниже и поэтому повторяемость водяной переохлажденной фазы в них меньше, а смешанной и ледяной — больше. В связи с этим вероятность обледенения в Ac меньше, чем в Sc, и равна в среднем $\approx 60\%$.

Зона обледенения в Ac также обычно охватывает весь облачный слой. Однако в некоторых, правда редких, случаях фазовое состояние этих облаков бывает неоднородным, частично смешанным, частично капельным, и обледенение наблюдается только в капельной части облака.

Водность и размеры капель в Ac несколько меньше, чем в Sc, возрастание их снизу вверх выражено слабее. Поэтому интенсивность обледенения в Ac в среднем также несколько слабее, чем в Sc, и равна 0,1—0,4 мм/мин. внизу облака и 0,4—0,8 мм/мин. сверху слоя облака.

Кучевые облака почти всегда являются полностью капельными. Но в связи с тем, что Ci в основном образуются в теплое и переходное время года и довольно редко в холодное, они часто в нижней части бывают теплыми и только в верхней — переохлажденными. Иногда бывают случаи, когда облака Ci целиком состоят из переохлажденных капель. Обычное наличие в Ci теплых зон и переохлажденных областей небольшой мощности делает вероятность обледенения в этих облаках незначительной. Толщина зоны возможного обледенения в Ci равна толщине переохлажденной части.

Водность и размеры капель в Ci (см. гл. II, § 18) возрастают от нижней границы в глубь облака, достигая максимума в верхней трети его, причем это возрастание выражено резче, чем в Sc. Кроме того, значения водности в кучевых облаках больше, а капли несколько крупнее (см. гл. II). Поэтому интенсивность обледенения в них также больше и в среднем равна 0,4—0,6 мм/мин. в нижней части и 1,4—2,0 мм/мин. в верхней.

Кучево-дождевые облака всегда имеют смешанное фазовое состояние. Обычно они в нижней части капельные (или преимущественно капельные), в верхней — смешанные, в самой верхней — ледяные. Таким образом, в них всегда имеется зона переохлажденной фазы, причем вертикальная мощность ее достаточно велика — до 1,5 км и более. Соответственно достаточно велика и вероятность обледенения в них — в среднем 65—75%.

Поскольку облака Cb, в сущности, представляют собой следующий этап развития Ci cong., водность их больше, больше и средние размеры капель, а также число крупных капель. Все это определяет и большую интенсивность обледенения в них,

равную в среднем 0,8—1,2 мм/мин. внизу и 2—3 мм/мин. сверху, но в некоторых случаях, при большой водности Сб, она может значительно превышать эти величины и доходить до 5 мм/мин.

Сильное, а иногда и очень сильное обледенение в кучевых и особенно в кучево-дождевых облаках делает полеты в них весьма опасными в отношении обледенения. Однако эти облака имеют относительно небольшую горизонтальную протяженность — от нескольких километров до 20—30 км, что до некоторой степени уменьшает опасность нарастания слоя льда значительной толщины, ибо самолет пребывает в облаках всего несколько минут.

Фронтальные слоисто-дождевые облака Ns также всегда смешанного строения — либо во всей толще, либо частично — в тех случаях, когда они имеют капельную (теплую и переохлажденную или только переохлажденную) нижнюю часть, смешанную — среднюю и кристаллическую — верхнюю. Иногда одна из этих прослоек может отсутствовать (см. гл. VII, § 54).

Сложность фазового строения Ns обуславливает и своеобразное распределение в них облачных элементов и водности по вертикали. Если Ns имеют нижнюю капельную часть, то внизу размеры капель наибольшие и убывают с высотой, оставаясь примерно постоянными, но очень малыми в смешанной зоне. Если облака являются смешанными уже снизу, то капли по всей толще смешанной части мелки и водность также убывает от нижней границы к верхней.

Все эти особенности обуславливают и характер обледенения в Ns. Оно наблюдается в нижней части, причем обычно бывает слабым (не более 0,5—0,6 мм/мин.) и еще более ослабевает по мере подъема в глубь облака. Однако толщина зоны обледенения весьма велика — достигает 1,5—2 км и более.

Вероятность обледенения, если рассматривать облака Ns в целом, в среднем составляет около 50%, но в их нижней части будет значительно больше.

Горизонтальная протяженность зон обледенения во фронтальных Ns очень велика. Они протягиваются вдоль фронта на 1000 км и более и по нормали к фронту на 200—400 км. Поэтому, несмотря на малую интенсивность обледенения в Ns, при полете в них на самолете может отложиться значительный слой льда. В то же время вследствие большой толщины зоны обледенения в Ns для выхода из нее вверх часто требуется большой подъем на значительную высоту.

Высоко-слоистые облака, располагающиеся обычно в области низких температур, бывают либо кристаллическими, либо смешанными, и лишь изредка их нижняя часть является капельной, переохлажденной. Поэтому вероятность обледенения в As мала — меньше 30%. Водность и размеры капель в них также малы, соответственно и интенсивность обледенения в As незначительна.

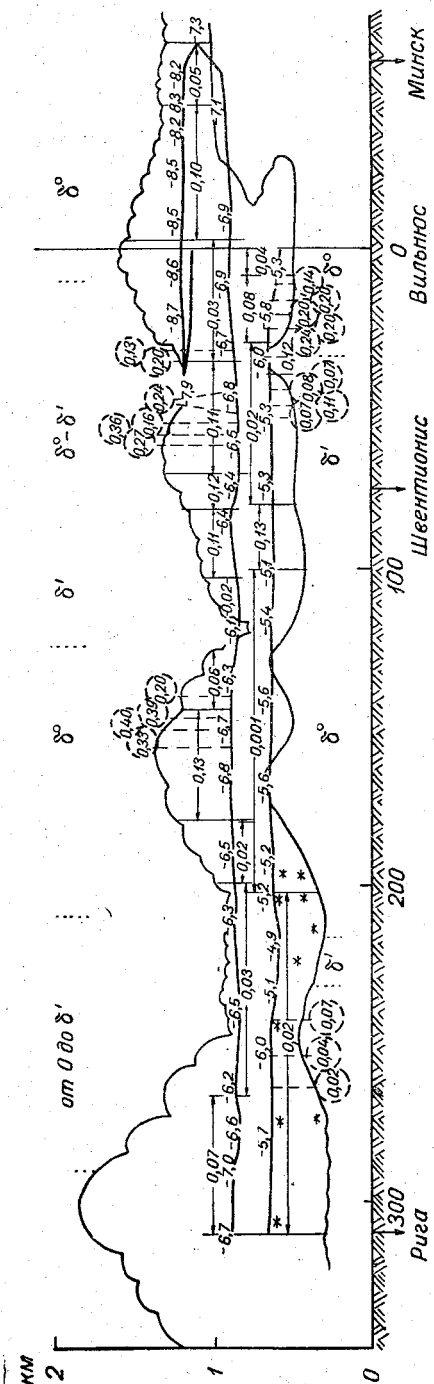


Рис. 127. Вертикальный разрез облаков при полете 12/IV 1956 г. по маршруту Вильнюс — Рига — Вильнюс — Минск — Вильнюс.

Цифрами указаны: температура, влажность облаков в г/м³ (в кружках) и интенсивность обледенения в мм/мин.; δ — бо-
 та́нка самолета (δ° — слабая, δ' — умеренная), * — снег.

Как уже указывалось выше, в перистых облаках, состоящих из ледяных кристаллов, обледенение самолетов не происходит.

Указанные выше характеристики обледенения в облаках различных форм имеют, конечно, весьма общий характер. В отдельных облаках могут наблюдаться существенные флюктуации водности и спектра облачных капель и, следовательно, колебания интенсивности и характера обледенения.

На рис. 127 хорошо видна наблюдавшаяся, например, при полете 12/IV 1956 г. связь интенсивности обледенения с водностью — ослабление обледенения при уменьшении водности и, наоборот, усиление его при росте водности.

Существенное влияние на обледенение и его интенсивность оказывает выпадение осадков из облака. Обычно оно ведет к резкому ослаблению обледенения, иногда до полного исчезновения в результате быстрого уменьшения водности облака при выпадении дождя или снега. Исключения составляют Сб, в которых осадки выпадают одновременно с интенсивным новообразованием облаков, причем водность их, а следовательно, и интенсивность обледенения меняются мало.

Исключительно интенсивное, иногда до катастрофического, обледенение наблюдается при полетах в зоне переохлажденного дождя, водность которого, как и размеры дождевых капель, может быть весьма велика. Это наиболее опасный случай обледенения, тем более, что выход из зоны такого обледенения весьма труден: выход вниз невозможен, а выход вверх часто требует значительного набора высоты в условиях продолжающегося интенсивного обледенения.

ИСКУССТВЕННЫЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ОБЛАКА И ТУМАНЫ

§ 66. КРАТКИЙ ИСТОРИЧЕСКИЙ ОБЗОР

Проблема искусственного воздействия на облака и туманы, весьма важная для практики, уже в течение длительного времени привлекает к себе внимание ученых во многих странах мира. Однако следует заметить, что лишь сравнительно недавно научные исследования заняли ведущее положение в решении данной проблемы. На протяжении многих веков явления погоды обожествлялись и религия была существенным препятствием к их изучению. Так обстояло и с познанием таких сложных явлений, как образование облаков и осадков, грозы и града. И позднее, с развитием основ физической науки, недостаточный уровень знаний физики облаков и осадков часто приводил к неправильным представлениям о средствах и методах искусственного воздействия на них. В связи с этим долгое время не было сколько-нибудь заметных успехов в этой области, что порождало неверие в возможность решения данной проблемы.

Долгое время предполагалось, что кратковременные, но сильные звуки способствуют укрупнению облачных капель. В связи с этим в разное время в дореволюционной России, США, Новой Зеландии и других странах делались попытки вызвать осадки путем обстрела облаков. Американский инженер Пауэрс даже сделал попытку теоретически обосновать этот метод в своей книге «Война и погода», изданной в 1871 г. Им был проведен также ряд опытов по вызыванию осадков данным методом. Хотя при некоторых из них выпадал дождь, тем не менее не было доказательств того, что он был результатом воздействия. Предполагали также, что сильные пожары стимулируют образование дождя.

Некоторые ученые выдвигали идею локального охлаждения атмосферы с помощью жидкого воздуха или твердой углекислоты, предполагая, что сильное охлаждение воздуха будет способствовать конденсации водяного пара, образованию облаков и выпадению из них осадков. В ряде стран проводились также

опыты по воздействию на облака путем рассеивания в них песка. Авторы этих опытов предполагали, что песчинки могут служить центрами конденсации или кристаллизации, вызывая фазовое преобразование облака. Возникла также идея, что введение песчинок ускоряет процесс гравитационной коагуляции облачных капель. Для усиления эффекта коагуляции песчинки заряжали до некоторого потенциала. В 1921 г. в СССР В. И. Виткевич провел первые лабораторные опыты воздействия заряженным песком. Эти опыты можно считать началом работ в нашей стране в области искусственных воздействий. Несколько позже теоретические основы этого метода были намечены Б. П. Вейнбергом и Н. А. Булгаковым [29], [34].

Развитие авиации в значительной мере стимулировало работы в области активных воздействий. В Германии К. Вегенером была сделана попытка воздействия на облака с самолета с помощью жидкого воздуха. Однако из-за низкого потолка полета самолета рассеяние жидкого воздуха производилось в нижней части облака, где, по-видимому, температура была выше 0°, что исключало возможность эффекта воздействия. Несколько позже, в 1931 г., в Голландии Фераартом были проведены четыре успешных опыта по воздействию на облака с помощью сухого льда и его смеси с водным льдом. Однако научно обосновать свои опыты Фераарту не удалось.

Необходимо заметить, что применение хладореагентов, так же как и использование других способов воздействий, не имело тогда достаточного физического обоснования, а сведения о физике облаков и осадков были еще недостаточными для успешной организации таких работ. Исследованиями Бержерона в 1933 г. [276] и Финдайзена [358] было положено начало современному физическому объяснению процессов образования осадков. Было показано, что в образовании последних весьма существенное значение имеет наличие кристаллической фазы в облаке. Эта идея оказала позднее весьма значительное влияние на развитие экспериментов по искусственным воздействиям.

Значительным этапом в проблеме искусственных воздействий на облака и туманы явились исследования, проведенные в нашей стране. Еще в 1931 г. на Всесоюзной конференции по борьбе с засухой было принято решение об организации Института искусственного дождя. Институт был создан в Москве с филиалами в Ленинграде, Одессе и Ашхабаде, которые соответственно возглавлялись В. Н. Оболенским, М. А. Аганиным и В. А. Федосеевым. Позднее центром исследовательских работ в СССР в области искусственных воздействий стал ЛИЭМ — Ленинградский институт экспериментальной метеорологии, возглавлявшийся В. Н. Оболенским. Вместе со своими учениками Оболенский провел широкий комплекс исследований в области физики облаков и туманов и искусственных воздействий на них. Были испытаны различные методы воздействий на облака,

включая: а) высокочастотные разряды, б) ионные потоки, в) заряженный и незаряженный песок, г) хлористый кальций, д) размельченный лед.

Для воздействия высокочастотными разрядами был создан генератор с 1000 периодами в секунду и мощностью в 10 квт. Опыты с ним показали, что при высокой влажности окружающего воздуха работа его в течение нескольких минут способствует укрупнению облачных капель. Однако наблюдалось выпадение лишь редкой мороси, причем только вблизи установки. С помощью ионного генератора создавалось униполярно заряженное облако с концентрацией 108 ионов/см³, которое мощным вентилятором поднималось на некоторую высоту. Это обуславливало в некотором небольшом объеме тумана зарядение капель, частичное их укрупнение и выпадение близ установки. Для ионизации воздуха была также использована рентгеновская установка. Опыты В. А. Соловьева, Г. И. Пруссакова, Ю. Г. Борисова показали, что в помощью рентгеновской установки происходит заметная ионизация атмосферного воздуха, а затем под действием электрического поля Земли — разделение ионов, что способствует созданию довольно значительных объемных зарядов. В некоторых опытах было замечено, что когда кучевые облака проходят над установкой, она создает благоприятные условия для их рассеяния.

В опытах ЛИЭМ с введением измельченного пресного льда (25—30 кг) в кучевые облака ставилась задача воспроизвести естественный процесс образования осадков. При этом наблюдалось частичное рассеяние облаков, но без выпадения осадков. Можно полагать, конечно, что количество и размеры вводимых льдинок не соответствовали таковым при естественном процессе образования осадков.

В опытах с применением обычного заряженного песка также не удалось получить существенных результатов. Воздействие песком производилось только на кучевые облака, в которых изредка после этого наблюдались просветы и полосы падения. П. Н. Красиков провел опыты по воздействию с помощью хлористого кальция, обладающего большой гигроскопичностью. СаСl₂ вводили как с земли (в горных условиях), так и с самолета, откуда он сбрасывался в значительном количестве в раздробленном виде в кучевые облака при положительных температурах. В этих опытах наблюдалось частичное, а иногда и полное рассеяние облаков. Следует заметить, что в ряде других стран (во Франции, Японии, США и др.) делались также попытки воздействия на облака. Однако полученные в этих опытах результаты не имели практического значения.

Исследования, проведенные в ЛИЭМ, отличались от зарубежных во многих отношениях. Во-первых, наряду с широкими экспериментальными работами там были проведены В. Н. Оболенским и В. В. Базилевичем весьма важные теоретические ис-

следования в отношении конденсации водяного пара и коагуляции облачных элементов. Эти работы имели существенное значение для обоснования различных экспериментов. Во-вторых, в опытах был использован широкий комплекс различных реагентов. В-третьих, параллельно с исследованиями по искусственным воздействиям там проводились лабораторные и полевые исследования в области физики облаков и туманов, в частности, во время ряда специальных экспедиций в 1934—1935 гг. в горные районы (на Гагринском хребте).

Таким образом, работы ЛИЭМ явились весьма важным вкладом советских ученых в развитие экспериментальной метеорологии. Хотя при этом еще не было разработано практических и надежных методов искусственных воздействий на облака и туманы, но были созданы научные предпосылки для дальнейшего развития таких методов. К сожалению, война прервала эти работы.

В послевоенные годы исследования в области искусственных воздействий на облака и туманы были начаты почти одновременно во многих странах мира — в СССР, США, Франции, Италии, Австралии и других странах. При этом на новом этапе исследований изменились физические представления об искусственных воздействиях на облака и туманы. Прежде всего был использован принцип искусственного изменения фазового состояния микроструктуры облаков и туманов в соответствии с упомянутыми выше идеями Бержерона—Финдайзена. В этой связи данные Шефера и Воннегата [59, 563, 566, 607] о льдообразующих свойствах твердой углекислоты и некоторых иодистых соединений, особенно AgI , оказались полезными при разработке современных методов искусственного воздействия. В настоящее время твердая углекислота и иодистое серебро являются основными реагентами при воздействиях на переохлажденные облака и туманы. Эффективность этих реагентов весьма велика. Согласно расчетам Е. К. Федорова [209], при введении в переохлажденное облако 200 г CO_2 преобразуется из жидкого состояния в твердое до 1000 т воды с выделением около 10^{11} кал. тепла кристаллизации.

Таким образом, сравнительно небольшим количеством указанных реагентов можно вызвать в облаках процессы крупного масштаба и направлять их в желательную сторону. Следует подчеркнуть, что пока такие процессы удается вызывать только в переохлажденных облаках и туманах. Однако и при этом возможно решение некоторых вопросов, имеющих большое научное и практическое значение. Особенно важным является принципиальная возможность управления такими процессами погоды, которые сопровождаются выделением значительной энергии.

В СССР инициаторами в постановке исследований в этой области явились научные учреждения Гидрометеорологической службы. Так, в 1947 г. в Центральном институте прогнозов

В. В. Пиотрович сделал первые лабораторные опыты по рассеянию переохлажденного водного тумана твердой углекислотой. В том же году в Главной геофизической обсерватории с участием Б. В. Кирюхина и В. Л. Гаевского были начаты опыты по воздействию на естественные облака с помощью твердой углекислоты. В последующие годы в ГГО аналогичные полевые опыты, проводившиеся под руководством В. Я. Никандрова и А. П. Чуваева [234, 235, 238], были посвящены в основном воздействиям на кучевые облака и вызыванию из них осадков. В. Я. Никандров [162] провел и некоторые теоретические исследования о механизме действия твердой углекислоты, о возникновении кристаллических частиц в переохлажденных облаках и туманах. П. Н. Красиков в лаборатории и частично в полевых условиях изучал действие AgI и PbJ_2 .

Примерно в это же время в Центральной аэрологической обсерватории были начаты теоретические и экспериментальные работы в области рассеяния переохлажденных облаков и туманов с помощью твердой углекислоты с целью раскрытия аэродромов. Для этой цели были созданы специальные установки, используемые на земле и на самолете [46], [610], [611].

Несколько позже исследования в этой области были начаты в ряде других научных учреждений страны и, в частности, в Академии наук СССР, где был создан соответствующий координационный совет, возглавляемый академиком Е. К. Федоровым.

Исследования за рубежом в основном были направлены на изыскание методов воздействия на облака с целью получения из них значительных осадков. Необходимо отметить, что наряду с серьезными исследованиями в этой области имелось довольно большое число публикаций чисто рекламного характера. Не обошлось также и без попыток использовать полученные данные в военных целях, и была даже выдвинута идея «метеорологической войны». Однако эта идея не имеет никакого реального обоснования.

Наряду с работами по вызыванию осадков в ряде стран (во Франции, Италии и др.) проводятся исследования по предотвращению града.

Таким образом, исследования последних лет показали принципиальную возможность воздействия на переохлажденные облака, что создало благоприятные условия для решения ряда частных, но весьма важных практических задач.

§ 67. КРАТКИЕ ДАННЫЕ О ПРИРОДЕ ДЕЙСТВИЯ ТВЕРДОЙ УГЛЕКИСЛОТЫ НА ПЕРЕОХЛАЖДЕННЫЕ ОБЛАКА И ТУМАНЫ

Широкое применение твердой углекислоты в практике искусственных воздействий на облака и туманы связано с ее большой эффективностью, простотой в использовании и дешевизной. Согласно данным, полученным Лэнгмюром, Никандровым и др.,

при испарении 1 г твердой углекислоты в облаке при температуре -20° образуется около 10^{16} эффективных зародышей льда. Рулло, сравнивая действие различных реагентов, указывает, что при существующих способах введения их в облако эффект, полученный от 1 кг твердой углекислоты, примерно соответствует эффекту, полученному от 25 кг иодистого серебра или 400 кг жидкой воды.

Несомненно, что успешное использование тех или иных реагентов при воздействиях возможно только в том случае, когда хорошо известна природа их действия. Широкое применение указанных реагентов, к сожалению, не сопровождалось столь же широким исследованием механизма их влияния на переохлажденные облака и туманы. Между тем для предвидения результатов воздействий, а также для практических расчетов требуется знание количественных характеристик эффективности хладореагентов при различных метеорологических условиях. Исследованию элементарных процессов, происходящих при применении твердой углекислоты, посвящен в настоящее время ряд работ, вскрывших механизм ее действия. Среди этих исследований необходимо отметить работы Лэнгмюра, Никандрова, Круцкой, Соловьева, Шефера, Гайворонского и др.

Сухой лед представляет собой твердую фазу двуокиси углерода (CO_2) в виде белой кристаллической массы. При атмосферном давлении ее температура испарения равна $-78,9^{\circ}$. Исходным продуктом для получения сухого льда является углекислый газ, выделяющийся в больших количествах при горении каменного угля (12—18% всего дыма), а также при процессах брожения на пивоваренных и спирто-водочных заводах. Технология изготовления сухого льда заключается в получении чистой газобразной углекислоты, которая затем под большим давлением переводится в жидкое состояние. В дальнейшем в специальных камерах-прессах из жидкой углекислоты получают сухой лед. Промышленность выпускает также жидкую углекислоту, которая компримируется в специальных баллонах. Вытекая из баллона в обычных атмосферных условиях, она превращается в снегообразную массу. Тройная точка углекислоты находится при $-56,5^{\circ}$ и при давлении 5,3 атм. Поэтому при нормальном атмосферном давлении углекислота в жидком состоянии существовать не может. Твердая углекислота имеет хладопроизводительность, при 0° равную 152,79 кал/г. При температуре -78° скрытая теплота испарения сухого льда равна 137 кал/г.

Исследования показали, что действие углекислоты на фазовое преобразование облаков и туманов является чисто термическим. Так, опыты, проведенные в ЦАО, в холодильной камере объемом около 8 м^3 , наполненной туманом при температуре около -10° , показали, что внесение углекислоты в закрытом металлическом сосуде вызывало совершенно такой же процесс кристаллизации тумана, как и введение ее в открытом виде.

Более того, керосин, бензин, эфир, пресный лед и другие вещества, предварительно охлажденные (до -60 , -70°) и внесенные в камеру, также вызывали интенсивный процесс кристаллизации тумана. Эти данные опровергли ранее существовавшее представление о том, что введение сухого льда в облака сопровождается выделением химически активных ядер.

Лабораторными и теоретическими исследованиями [500] установлена большая зависимость процесса кристаллизации облаков и туманов от скорости испарения сухого льда. Экспериментальное исследование процесса испарения сухого льда было проведено И. З. Гордоном. Согласно этим данным, в неподвижной среде полное время испарения навесок сухого льда, имеющих форму шара, пропорционально квадрату его начального радиуса. Для цилиндра это время пропорционально начальному радиусу. При значениях числа Рейнольдса Re от 5000 до 10 000 в потоке воздуха время τ испарения навески m_0 указанной формы может быть определено по формуле

$$\tau^2 = \varepsilon \frac{m_0}{V}, \quad (67.1)$$

где m_0 — первоначальный вес навески, V — скорость потока, $\varepsilon = 2 \cdot 10^7$ см сек/г.

Опыты по определению скорости испарения углекислоты были также проведены на самолетах при $V=30$ и 60 м/сек. Начальный вес навески во всех случаях был равен 18 кг. Время полного ее испарения при указанных скоростях потока соответственно равнялось 52 и 37 мин. При проведении опытов на самолете было также отмечено заметное понижение температуры поверхности сухого льда в потоке. Совершенно очевидно, что время τ испарения гранулы сухого льда зависит также от температуры окружающего воздуха. Согласно данным А. С. Бритаева, для неподвижной среды можно записать

$$\tau = \frac{\delta L_c}{2\lambda} \frac{R_0^2}{T_\infty - T_0}, \quad (67.1')$$

где δ — плотность сухого льда, λ — его коэффициент теплопроводности, L_c — теплота сублимации, R_0 — начальный радиус гранулы, T_0 и T_∞ — значения температуры на поверхности гранулы и окружающей среды. Зависимость времени полного испарения гранул сухого льда с радиусами 0,2, 0,4, 0,6, 0,8 см от температуры окружающей среды, рассчитанная по (67.1'), представлена на рис. 128.

Однако следует указать, что в реальных условиях время полного испарения гранул будет несколько больше расчетного. Это связано с тем, что коэффициент ε , как показал И. З. Гордон, остается постоянным лишь в узком интервале температур

окружающей среды и убывает с уменьшением массы гранулы. Это убывание в потоке, вероятно, слабее, и при сильном обдуве испарение сухого льда будет происходить скорее.

При внесении гранул углекислоты в облако вокруг них создается локальное поле очень низких температур, которое существенно зависит от температуры окружающей среды. В ЦАО автор изучил экспериментально распределение температуры вблизи гранул сухого льда.

На рис. 129 приведены результаты этих опытов вместе с расчетными данными, полученными из соотношения (67.1') для неподвижной среды:

$$T = T_{\infty} + (T_0 - T_{\infty}) \frac{R}{r}, \quad (67.2)$$

где T — температура в исследуемой точке, R — радиус сферы, r — расстояние от ее центра.

Как видно на рис. 129, расчетные и экспериментальные данные весьма близки между собой, в особенности при $T_{\infty} = -10^{\circ}$. Несколько больше они расходятся при температуре -16° .

При внесении сухого льда в облако процесс охлаждения идет весьма быстро. Вблизи поверхности углекислоты при температуре среды $T_{\infty} = -20^{\circ}$ время понижения температуры на один градус равно $1,8 \cdot 10^{-5}$ сек. Резкое охлаждение способствует возникновению сильных пересыщений воздуха водяным паром вблизи гранулы сухого льда. В области наименьших температур могут при этом создаваться 250-кратные пересыщения.

Температурное поле падающей гранулы углекислоты в момент t может быть определено с помощью следующего соотношения:

$$T(r, t) = T_0 - (T_0 - T_{\infty}) \left(\frac{2\pi}{\sqrt{2}} \int_0^{\frac{r-R}{2a\sqrt{t}}} e^{-z^2} dz \right),$$

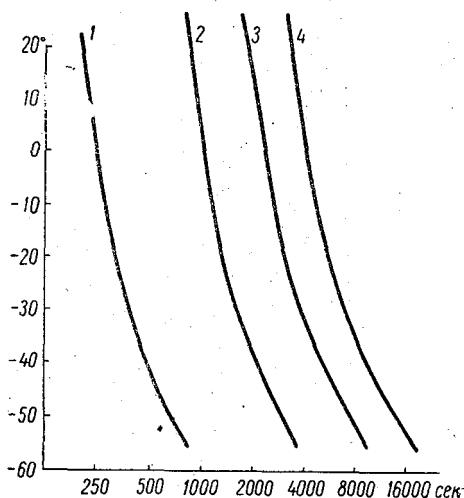


Рис. 128. Время полного испарения гранул сухого льда различного радиуса в зависимости от температуры окружающей среды.

$R = 0,2$ см (1), $0,4$ см (2), $0,6$ см (3), $0,8$ см (4).

где a^2 — коэффициент молекулярной теплопроводности воздуха, равный $0,17 \text{ г см}^2/\text{сек}$.

Зная распределение температурного поля вокруг падающей гранулы, можно вычислить объем воздуха, охлажденного ею до некоторой температуры, при которой происходит образование зародышей новой фазы. В табл. 73 приведены значения, характе-

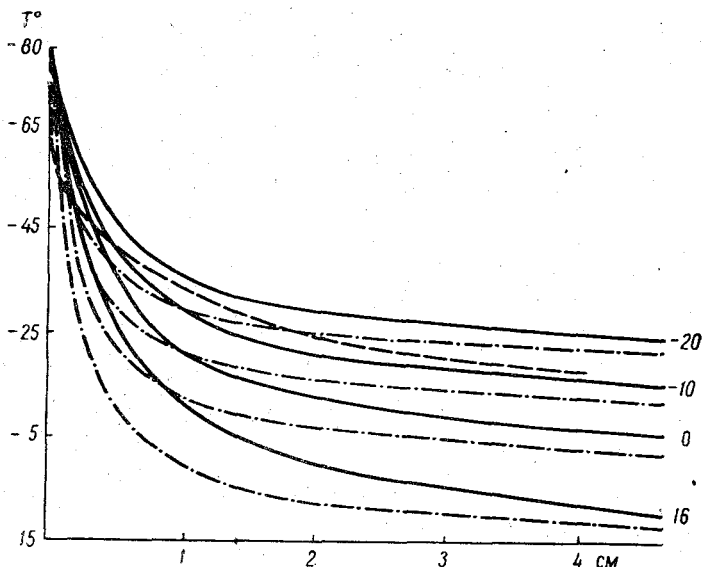


Рис. 129. Экспериментальное и теоретическое распределение температуры вблизи гранулы сухого льда $R = 0,4 \text{ см}$ и $R = 0,2 \text{ см}$.

Сплошные линии — теоретическое распределение для $R = 0,4 \text{ см}$, пунктирные с точками — для $R = 0,2 \text{ см}$ и пунктирная — наблюдаемое распределение.

ризирующие объем охлажденного воздуха в секунду гранулами различных размеров, полученные Л. И. Круцкой [106].

Таблица 73

Диаметр гранул (см)	1	0,2	0,1	0,04	0,02	0,01
Объем (см ³) охлаждаемого до -40° воздуха в 1 сек.	55	2,94	0,97	0,15	0,03	0,015
Объем воздуха (см ³), который может охладиться гранулой ниже -40° за весь период ее существования	18 600	143	17,8	1,15	0,127	0,02

Подобные расчеты были проведены также Лэнгмюром [451], данные которого для больших гранул весьма близки к значениям, приведенным в табл. 73.

Совершенно очевидно, что расстояние, проходимое гранулой при падении в облаке до полного ее испарения, будет изменяться в зависимости от ее размеров. Результаты расчетов Лэнгюра приведены в табл. 74.

Таблица 74

Диаметр гранул (см)	1	0,4	0,2	0,1
Расстояние (м), проходимое частицей до ее испарения	4300	1130	330	82

Кратковременные, но весьма значительные перепады температуры, возникающие в облаке при введении сухого льда, создают благоприятные условия для образования зародышей кристаллической фазы. Последние могут возникнуть из капель облака или тумана, которые замерзают под действием углекислоты. Однако эксперимент показывает, что число образующихся кристаллов значительно больше числа имевшихся капель. Таким образом, под действием сухого льда в облаке возникают самопроизвольно многочисленные центры кристаллизации. Объяснение этого весьма важного факта было дано В. Я. Никандровым, который исходил из того, что в атмосфере спонтанно образуются «зерна кристаллизации» — комплексы молекул водяного пара, имеющие пространственную структуру, аналогичную частицам льда. Исследования, проведенные в камере Вильсона, показывают, что возникновение зерен кристаллизации наблюдается начиная с 10-кратных пересыщений воздуха водяным паром. Очевидно, действие твердой углекислоты на перехлажденные облака и туманы состоит в том, что вследствие низкой температуры и большего пересыщения водяным паром вблизи ее поверхности создаются условия для спонтанного образования таких ледяных зародышей.

Для определения N_n — числа комплексов (ассоциаций), включающих каждый n молекул, В. Я. Никандров использовал формулу М. П. Вукаловича и И. И. Новикова

$$N_n = \frac{c_{n-1} e^{\frac{T_{кр} (n-1)}{T}} N_1^n}{T^{\frac{(m+3)(n-3)}{2}} V^{n-1}}, \quad (67.3)$$

где c_{n-1} — постоянная величина, N_1 — число молекул, остающихся вне ассоциаций, V — объем влажного воздуха, m характеризует влияние изменения числа степеней свободы молекул, объединенных в комплексы.

Преобразование комплексов молекул водяного пара в ледяные зародыши происходит в зоне искусственного охлаждения, где температура ниже -40° . Радиус r^* комплекса, на котором

может происходить дальнейшая конденсация при определенном пересыщении, равном $\frac{e_r}{e_s}$, может быть найден по формуле Томсона (см. гл. I, § 1)

$$r^* = \frac{2\sigma V_b}{kT \ln\left(\frac{e_r}{e_s}\right)},$$

где σ — поверхностное натяжение поверхности, разделяющее воду и воздух; k — постоянная Больцмана, V_b — объем молекулы водяного пара.

В табл. 75 приведены размеры комплексов для различных частей теплового поля, образующегося при внесении углекислоты в облако с температурой -20° .

Т а б л и ц а 75

Температура (град.)	-20	-40	-50	-60	-70
Упругость насыщения (мб)	1,25	0,19	0,064	0,019	0,0049
Кратность пересыщения	1	6,56	19,53	65,78	251,1
r^* в 10^{-8} см		8,00	5,50	4,20	3,22

Следует заметить, что до настоящего времени не установлена структура зародышей до перехода их в ледяные ядра. Полагают, что комплексы молекул имеют структуру, близкую к структуре льда, благодаря чему они могут расти путем сублимации водяного пара, минуя жидкую фазу. Однако, согласно теоретическим расчетам Крастанова [433], [434], водяной пар при отрицательных температурах должен легче конденсироваться в переохлажденное жидкое состояние, чем сублимироваться в твердое. Это связано с тем, что поверхностная энергия на разделе жидкость — пар меньше, чем на разделе пар — твердое тело в диапазоне температур, при которых наблюдается в природе образование твердой фазы.

К этому следует добавить, что экспериментальными исследованиями также было найдено, что в паре, пересыщенном по отношению ко льду и недосыщенном по отношению к воде, кристаллическая фаза не образуется. Это позволяет считать более вероятным процесс образования ледяных кристаллов, состоящий из двух этапов. На первом из них происходит спонтанная конденсация водяного пара и на втором — замерзание образовавшихся капель. Об этом говорят также наблюдения Фурнье д'Альба [59] и др.

В опытах Фрезера [365] происходило образование кристаллических облаков при введении сухого льда в воздух без тумана. Это указывает на то, что рост уже образовавшихся зародышей кристаллов льда может происходить тогда, когда величина давления водяных паров находится между значениями насыщения относительно воды и относительно льда. Опыты создания искусственных кристаллических облаков проводились также в Канаде.

При этом было замечено, что с понижением температуры размер частиц облаков увеличивается.

Известно, что образование зародышей льда может также происходить вследствие быстрого понижения температуры при адиабатическом расширении воздуха. Согласно этим данным, в 1 см³ влажного воздуха образуется таким путем до 10¹⁰—10¹¹ ледяных зародышей.

Дальнейшее развитие образовавшихся зародышей кристаллов, т. е. рост молекулярных комплексов до некоторых критических размеров, существенно зависит от имеющегося запаса водяного пара. Согласно данным В. Я. Никандрова, указанный процесс перехода будет избирательным, т. е. вначале будут расти более крупные комплексы. Выросшие в зоне искусственного охлаждения до некоторых критических размеров, зародыши кристаллов могут расти дальше и вне этой зоны в реальных условиях облака вследствие разности упругости водяного пара над водой и над льдом. Лэнгмюр [451] рассчитал критические размеры зародышей, которые могут существовать самостоятельно вне зоны охлаждения.

Температура (град.)	-1	-5	-10	-15	-20	-30	-40
Диаметр частицы d в 10 ⁻⁶ см	7,8	3,10	1,68	1,18	0,93	0,67	0,56

Следует напомнить, что при воздействии твердой углекислотой температурное поле вблизи гранул СО₂ устанавливается со скоростью порядка 10⁴ град/сек., а процесс ядрообразования продолжается 10⁻³—10⁻⁴ сек.

Таким образом, весь процесс охлаждения происходит очень быстро.

Для эффективного рассеяния облака или тумана нужно создать в них некоторую оптимальную плотность зародышей новой фазы, чтобы избежать вредного явления перезасева (см. ниже) или недостаточного засева, которые отрицательно скажутся на результатах воздействий. В связи с этим надо знать число образующихся ядер при введении хладореагентов в облако при различных метеорологических условиях.

Для такого расчета были предложены различные способы, в частности формула А. Д. Соловьева [200], построенная в предположении, что весь холод хладореагента идет на охлаждение воздуха и образование зародышей критического размера. Результаты расчета по этой формуле удовлетворительно согласуются с данными Лэнгмюра, но дают, несомненно, лишь верхний предел числа возникающих ядер. Наблюдения Шефера показывают, что число зародышей на 2 порядка меньше вычисленного по упомянутой формуле.

Для подсчета числа ядер, образующихся при воздействии углекислотой, Л. И. Круцкая использовала выражения, полученные Вакешима [610], [611] для скорости самопроизвольного обра-

зования зародышей новой фазы при стационарном и нестационарном процессах. При этом было принято, что вблизи гранулы происходит понижение температуры со скоростью $5,5 \cdot 10^{-4}$ град/сек. и тем самым там создается некоторое значительное пересыщение. В этом случае число образующихся в единицу времени ядер ν равно

$$\nu = \nu_0 \Phi_1(t) e^{\Phi_2 t}, \quad (67.4)$$

где ν_0 — максимальную скорость ядрообразования — можно вычислить по формуле

$$\nu_0 = 3V_B \sqrt{\frac{\sigma}{2\pi m}} N_0^2 e^{-\frac{4}{3} \frac{\pi \sigma r^{*2}}{kT}},$$

где m — масса молекулы, N — число молекул водяного пара в единице объема влажного воздуха до внесения углекислоты, а $\Phi_1(t)$ имеет следующий вид, если вести отсчет времени с момента, когда скорость ядрообразования максимальна:

$$\Phi_1(t) = \left(1 - \frac{1}{(1 + \Phi_{N_0})} e^{\Phi_2 t} \right)^{\Phi_{N_0}},$$

где

$$\Phi_{N_0} = 2 \left(1 + \frac{2\pi (r^*)^3}{3V_B} \right).$$

Функция Φ_2 может быть получена по формуле

$$\Phi_2 = \frac{\alpha}{T_0} \Phi_{T_0},$$

где

$$\begin{aligned} -\Phi_{T_0} = & \left(\frac{T_0}{2\sigma} - \frac{4\pi r_0^{*2}}{k} \right) \left(\frac{d\sigma}{dT} \right)_0 + \frac{4\pi r_0^{*2}}{k} \left[\left(\frac{\sigma}{T} \right)_0 - \right. \\ & \left. - \frac{kr_0^*}{3V_B} \left(\frac{dN_\infty}{dT} \right) \frac{T_0}{N_\infty} \right] \end{aligned}$$

и T_0 — температура, соответствующая моменту максимального ядрообразования.

Расчеты, проведенные по формуле (67.4), показывают, что при испарении 1 г твердой углекислоты при -60° образуется $1,9 \cdot 10^{15}$ ледяных ядер, что хорошо согласуется с экспериментальными данными Шефера [59].

Таким образом, этим методом возможно получить данные о числе ледяных ядер, образующихся в переохлажденных облаках и туманах при введении в них твердой углекислоты. Это указывает на правильность существующих представлений о механизме ее действия.

В последние годы во Франции для воздействия на переохлажденные облака и туманы применяется жидкий пропан. Верхний температурный предел эффективного применения пропана лежит

при -1° . Природа действия этого реагента существенно не отличается от твердой углекислоты. В практике воздействий данный реагент широкого применения пока не получил из-за большой технической трудности его введения в облака и туманы.

§ 68. ПРИРОДА ДЕЙСТВИЯ НЕКОТОРЫХ ИОДИДОВ НА ПЕРЕОХЛАЖДЕННЫЕ ОБЛАКА И ТУМАНЫ

Выше было указано, что Воннегат [59] обнаружил весьма эффективное действие аэрозоля дыма иодистого серебра на замерзание переохлажденных капель воды. Вследствие этого оно стало широко применяться для воздействия на переохлажденные облака и туманы. По мнению Воннегата и других авторов, действие AgI обусловлено тем, что параметры его кристаллической решетки весьма близки к параметрам гексагональной решетки льда. В дальнейшем были найдены и другие вещества, которые оказывают аналогичное действие на переохлажденные облака. Наиболее эффективные из них указаны в табл. 76 (по данным Пруппахера и Зенгера [534]).

Таблица 76

№ пп.	Вещество	Температурный порог кристаллизации (град.)	№ пп.	Вещество	Температурный порог кристаллизации (град.)
1	$\text{Ag I } (\beta-\gamma)$	-5,2	8	V_2O_5	-6,6
2	Ag_2S	-5,3	9	HgTe	-6,2
3	CuI	-5,5	10	Ag_2O	-7,2
4	CuS	-4,7	11	Cu_2O	-6,1
5	CuSe	-5,3	12	CdSe	-6,5
6	CdTe	-5,1	13	AgNO_3	-7,0
7	PbI_2	-6,5	14	AuI	-10,0

Из приведенных в табл. 76 веществ только четыре имеют гексагональную или тригональную структуру, семь других имеют кубическую, а остальные три — орторомбическую структуру. Указанные авторы провели специальные исследования с модификациями β и γ иодистого серебра. Они показали, что температурный порог эффективности обеих модификаций одинаков, хотя γ имеет кубическую пространственную структуру.

В настоящее время большая часть авторов считает, что в процессах фазового преобразования облачных капель играет существенную роль не пространственная структура этих веществ, а аналогия их поверхностной структуры поверхностной структуре льда. Это значит, что образование кристаллов льда на частичках данных веществ в основном происходит путем эпитаксии, т. е. ориентированного роста на кристалле-подложке. При этом

активность частиц в качестве ледяных ядер зависит от адсорбционно-ориентирующей способности их поверхности.

Следует заметить, что процесс эпитаксии существенно зависит от чистоты подложки.

Весьма интересные результаты исследования получил Бирстейн [284—286]. Он установил, что частички AgJ и PbJ_2 обладают значительными адсорбционными свойствами. Они способны удерживать свыше ста монослоев молекул воды и в ненасыщенном водяном паре. При отрицательных температурах количество адсорбированных монослоев на частицах резко возрастает с приближением к насыщению пара относительно льда. Следовательно, на таких частицах происходит образование кристаллов льда, минуя жидкую фазу. Этот вывод находится в согласии с данными Шефера и Квилонга (см. § 66). В. Я. Никадров [161] экспериментально установил, что на мельчайших частичках AgJ и PbJ_2 происходит образование кристаллов льда вследствие сублимации на них водяного пара при насыщении относительно льда. Процесс перегонки водяного пара с капель на частички AgJ и PbJ_2 наблюдается при температурах соответственно -5° и -10° и ниже, в широком диапазоне отрицательных температур.

При контакте капель с мелкими частичками различных веществ замерзание капель происходит не всегда. Так, например, песок, частицы угля и золы, хлористый натрий при контакте не оказывают влияния на замерзание.

Большой интерес представляют также результаты ультрамикрхимического анализа дымов иодистого серебра и свинца, проведенного М. Н. Петриковой в Институте аналитической химии Академии наук СССР. Было найдено, что аэрозоль иодистого серебра, возникший при температуре 600° , состоит на 85—90% из иодистого серебра и на 10—15% из окисла серебра Ag_2O . Аэрозоль иодистого свинца при той же температуре возгонки по своему химическому составу близок к исходному веществу.

Активность частичек иодистого серебра существенно зависит от температуры среды. Минимальная их активность, близкая к нулю, наблюдается при температуре -5° , являющейся температурным порогом их действия. С понижением температуры число активных ядер заметно возрастает. Это, очевидно, обуславливается тем, что с понижением температуры возрастают адсорбционные свойства частичек. При этом активность частичек аэрозоля зависит несколько от их размеров. Так, по Воннегату, температурный порог для частичек с размером около $1\ \mu$ близок к -4° , а для очень мелких частичек — к -8° .

Наиболее быстрый рост числа активных ядер наблюдается в диапазоне от -6 до -12° . Дальнейшее понижение температуры до -20° сопровождается более медленным ростом числа ледяных ядер. При -20° число активных ядер возрастает до 10^{15} на 1 г сжигаемого вещества. Близкая к указанной зависи-

мость была получена также в исследованиях В. Н. Балабановой [10].

Необходимо отметить, что с понижением температуры диапазон размеров частиц, которые могут быть ядрами кристаллизации, увеличивается вследствие изменения их критических размеров. Так, например, при температуре -5° критический размер частиц AgJ равен $6 \cdot 10^{-6}$ см, а при -15° он равен $2 \cdot 10^{-6}$ см. При той температуре среды, при которой критический размер частиц становится меньше возможного (т. е. когда все частицы становятся ядрами кристаллизации), дальнейшее повышение активности аэрозоля AgJ не происходит.

Следовательно, влияние температуры на активность частиц проявляется, во-первых, в том, что от нее зависит время образования ледяной фазы на их поверхности и, во-вторых, в том, что она определяет долю эффективно действующих частиц. Это несколько ограничивает применение иодистого серебра и других реагентов такого рода на практике. К этому также необходимо добавить, что твердые не растворимые в воде частицы являются более эффективными ледяными ядрами по сравнению с растворимыми. Возможно, это объясняет большую активность иодистого серебра по сравнению с иодистым свинцом, растворимость которого на пять порядков выше, чем иодистого серебра.

Необходимо отметить, что основным методом диспергирования иодистого серебра с целью получения активных ледяных ядер является возгонка при высокой температуре. При этом увеличение дисперсности позволяет получить большее число ледяных ядер, но при очень большой дисперсности может понизиться температурный порог их действия.

В атмосфере также происходит некоторое «старение» частичек иодистого серебра, разлагающихся на свету и теряющих при этом льдообразующие свойства. Так, по данным Воннегата и Шефера, в темноте число активных частиц уменьшилось на по-

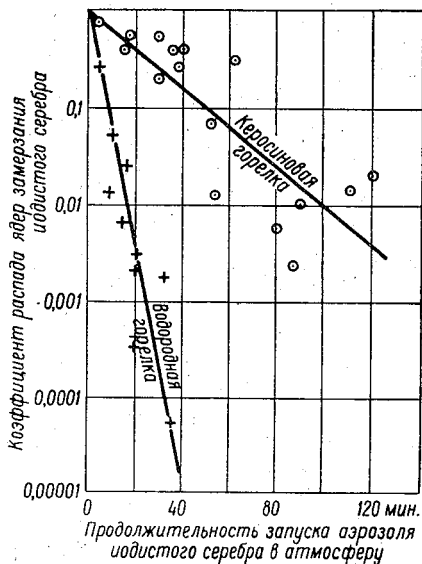


Рис. 130. Скорость распада иодистого серебра, образованного в водородном и керосиновом пламени. По оси абсцисс отложены коэффициенты распада ядер замерзания частиц иодистого серебра, по оси ординат — продолжительность запуска аэрозоля AgJ в атмосферу.

рядок за 24 часа, а на свету — на два порядка за час. При этом быстрее стареют более мелкие частицы. Однако имеются другие данные, которые указывают, что старение частиц в атмосфере идет медленно. Для решения этого вопроса требуются еще дополнительные исследования. Процесс старения аэрозоля существенно зависит от метода его генерации, и коэффициент распада частичек иодистого серебра различен при тех или иных методах их генерации.

Как видно на рис. 130, доля распавшихся частиц, полученных из водородного генератора за 16 мин., достигает 0,01. В то же время при керосиновом генераторе такое же число частиц распадается только спустя 100 мин. после их пребывания в атмосфере. Это, очевидно, связано с тем, что водородное пламя имеет более высокую температуру, чем керосиновое, и образует более мелкие частицы.

Ийн показал, что повышение влажности воздуха замедляет старение частичек иодистого серебра, в особенности при относительной влажности свыше 60%. Последнее, очевидно, связано с образованием защитной пленки вокруг частиц с повышением относительной влажности воздуха. Кроме того, Рейнольдс [546] обнаружил, что с помощью аммиака можно повышать активность и фотохимическую устойчивость частиц иодистого серебра.

§ 69. ПРИМЕНЕНИЕ РАСПЫЛЕННОЙ ВОДЫ И ГИГРОСКОПИЧЕСКИХ РАСТВОРОВ В КАЧЕСТВЕ РЕАГЕНТОВ ДЛЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ОБЛАКА И ТУМАНЫ

Распыленная вода может применяться только для воздействия на мощные кучевые облака. В облаках слоистых форм такое воздействие, как показывает расчет по формуле (9.8), а также расчеты, сделанные Н. С. Шишкиным [247], практического смысла не имеют, так как в облаках малой мощности прирост массы капель незначителен.

В мощных кучевых облаках введение распыленной воды ускоряет процесс гравитационного укрупнения облачных капель до размеров частиц осадков. Лэнгмюром введено даже понятие «цепного процесса», который происходит в кучевом облаке при введении в него распыленной воды. Когда капля вырастает до размера дождевой, до радиуса около 2,8—2,9 мм, она разрывается на большое количество мелких капель. Последние вертикальными движениями воздуха могут подниматься в верхнюю часть облака, снова расти там и т. д. Следует заметить, что введение распыленной воды в верхнюю переохлажденную часть мощных кучевых облаков может вызывать образование твердой фазы в облаке. Возможно, это происходит в результате замерзания облачных капель при соударении с каплями воды. Так,

например, в 1950 г. автор наблюдал образование интенсивной крупы в переохлажденной части облака после введения в него распыленной воды.

Гигроскопические вещества применяются для воздействия на облака и туманы вследствие их способности понижать упругость пара над каплями растворов. Поэтому капельки растворов некоторых солей (CaCl_2 , NaCl и др.), введенные в облако, будут поглощать влагу и расти. Увеличение размера их будет сопровождаться уменьшением концентрации раствора соли и повышением упругости водяного пара над каплей, что замедлит скорость ее роста. С другой стороны, в результате поглощения водяных паров влажность в облаке будет понижаться и облачные капли

станут испаряться. Хаутоном произведен расчет количества водяного пара, который сконденсируется на каплях раствора. Эти данные приведены на рис. 131. Когда в облако вводятся мельчайшие (порядка размеров облачных капель) гигроскопические частицы или капельки, они вырастают до размеров в несколько десятков микрон и при благоприятных условиях могут вызвать выпадение некоторого количества осадков из облака.

В принципе возможно производить засев гигроскопическими частицами с земли. Мелкие частички могут попадать в облако уже при наличии слабых восходящих потоков. Такие опыты были сделаны Девисом (распыление в облаке с шара-зонда частичек морской соли), Фурнье д'Альбом (распыление частичек морской соли с земли), Дессаном (пульверизация насыщенного раствора хлористого натрия с земли), В. А. Федосевым, В. Н. Оболенским и др. в 1934—1936 гг. (засев облака или горного тумана каплями насыщенного раствора хлористого кальция с самолета или с земли). Хаутон на одном из аэродромов США создал установку и проводил опыты по рассеиванию тумана разбрызгиванием насыщенного раствора хлористого кальция. Все наблюдения, однако, показали, что для рассеивания туманов требуется весьма большой расход гигроскопических веществ, что исключает возможность широкого их применения на практике.

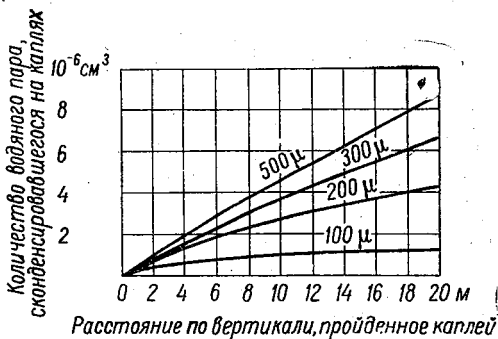


Рис. 131. Масса водяного пара, сконденсировавшегося на свободно падающей капле в зависимости от пройденного пути и от начального ее радиуса для температуры $20,5^\circ$ и относительной влажности 95%.

Воздействие с помощью твердой углекислоты

Существуют два способа введения твердой углекислоты в облако при полете. Первый из них состоит в испарении углекислоты непосредственно с самолета при полете в облаке или тумане. Второй способ основан на их засеве гранулированной твердой углекислотой. Засев производится без захода самолета в облака при прохождении его непосредственно над их верхней кромкой. Согласно табл. 74, гранула твердой углекислоты диаметром 1 см при падении проходит путь около 4,3 км. Поэтому для облаков с небольшой вертикальной мощностью могут применяться гранулы и меньших размеров. По данным, полученным в ЦАО, гранулы размером меньше 0,3—0,5 см в диаметре не дают необходимого эффекта воздействия вследствие их значительного испарения еще до попадания в облако. Весьма существенно сбрасывать углекислоту непрерывно. При «очаговом» сбросе сплошная зона рассеяния может не образоваться.

При искусственном рассеянии облаков и туманов весьма существенное значение имеет нормирование вводимой углекислоты. При перезасеве облако или туман переходит целиком из капельного состояния в кристаллическое. Образующиеся многочисленные мелкие кристаллики из-за недостатка влаги не вырастают до размеров снежинок и остаются во взвешенном состоянии. Теоретически обосновал нормирование расхода твердой CO_2 при воздействии на переохлажденные облака В. Я. Никандров [162]. И. И. Гайворонский установил оптимальные дозировки для рассеяния переохлажденных облаков и туманов экспериментально [46].

Дозировка зависит от температуры среды. Так, например, для рассеяния туманов при температурах -5 и -15° расход углекислоты равен соответственно 100 и 30 г на 1 км пути. Для облаков расход несколько больше вследствие их большей влажности. Обычно уже через 5 мин. после засева наблюдается выпадение снега, а через 35—50 мин. в зависимости от вертикальной мощности облака происходит полное его рассеяние в зоне воздействия. В среднем ширина зоны рассеяния при одном заходе самолета составляет 3—5 км.

На рис. 132 показано последовательное развитие зоны рассеяния в переохлажденном слоисто-кучевом облаке после введения в него твердой углекислоты. Опыт [39] показывает, что ширина зоны рассеяния растет с увеличением дозировок углекислоты. Однако после некоторого предела увеличение количества вводимой углекислоты практически не оказывает влияния на ширину зоны. Скорость распространения зоны рассеяния облаков и туманов составляет в среднем около 2 м/сек. При низ-

ких температурах воздуха скорость эта несколько увеличивается.

На рис. 133 показано изменение ширины зоны воздействия по времени по экспериментальным данным, полученным автором, и согласно теоретическим расчетам, сделанным Л. И. Круцкой [106]. Расчеты проводились в предположении, что распространение образовавшихся кристаллов происходит под действием турбулентной диффузии. Движение границы распространения кристаллов в облаке описывается формулой

$$A = \frac{C}{\sqrt{2}} (ut)^{\frac{m}{2}}, \quad (69.1)$$

где A — ширина образовавшейся зоны, C — характеристика турбулентной диффузии ($C \approx 0,6 \text{ см } \frac{1}{8}$); u — средняя скорость ветра на уровне воздействия, t — время, прошедшее с начала воздействия, m — показатель, зависящий от степени турбулентности ($m \approx 1,75$).

Полученные по формуле (69.1) данные удовлетворительно отражают процесс распространения образовавшихся кристаллов.

Согласно экспериментальным данным, верхний температурный порог эффективного применения твердой углекислоты находится около $-3, -4^\circ$. Нижний порог определяется наличием капельной воды в облаках и туманах.

Данные исследований, полученные в ЦАО, указывают на возможность рассеяния облаков также и смешанной структуры с помощью малых количеств CO_2 . Смешанная структура туманов, особенно радиационных, наблюдается крайне редко. Обычно появление кристаллов в тумане сопровождается его быстрым рассеянием.

При воздействиях углекислотой применяются специальные самолетные или наземные установки.

Самолетная углекислотная установка. В 1957 г. была изготовлена самолетная автоматическая дозирующая установка, которая гранулирует и сбрасывает с самолета заданные количества углекислоты. На рис. 134 а показан внешний вид этой установки. Существенными ее частями являются:

а) гранулирующий механизм, с помощью которого создаются гранулы диаметром $0,5-1,0 \text{ см}$ из твердой или снегообразной углекислоты;

б) дозирующий механизм, позволяющий сбрасывать от 100 до 3000 г CO_2 в минуту;

в) пульт управления, с помощью которого производится пуск, остановка и контроль за работой всей установки;

г) контейнер, в котором находится твердая или снегообразная углекислота;

д) прижимной механизм, предназначенный для закрепления блока углекислоты в процессе ее гранулирования.

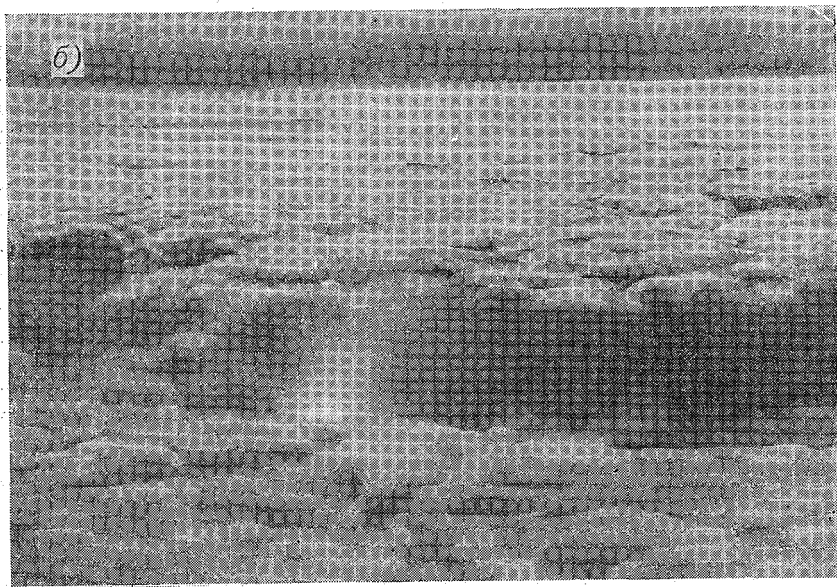
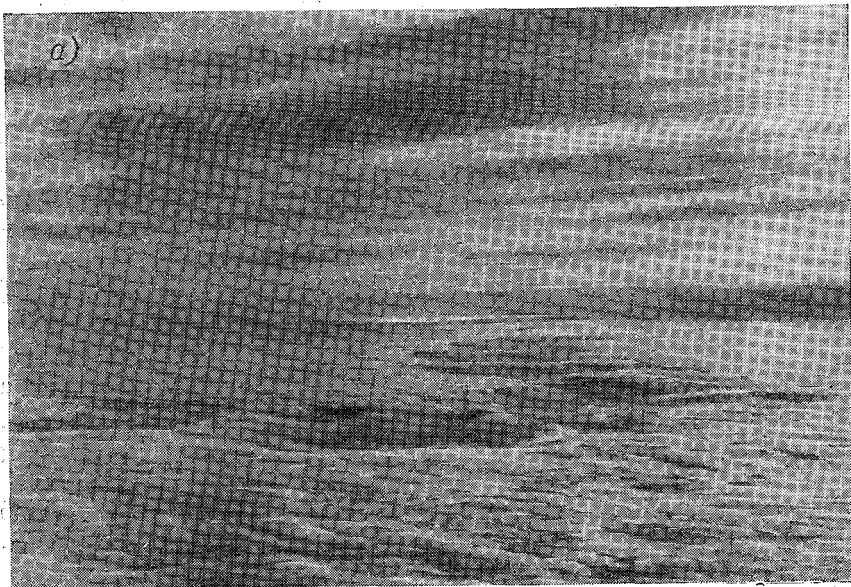
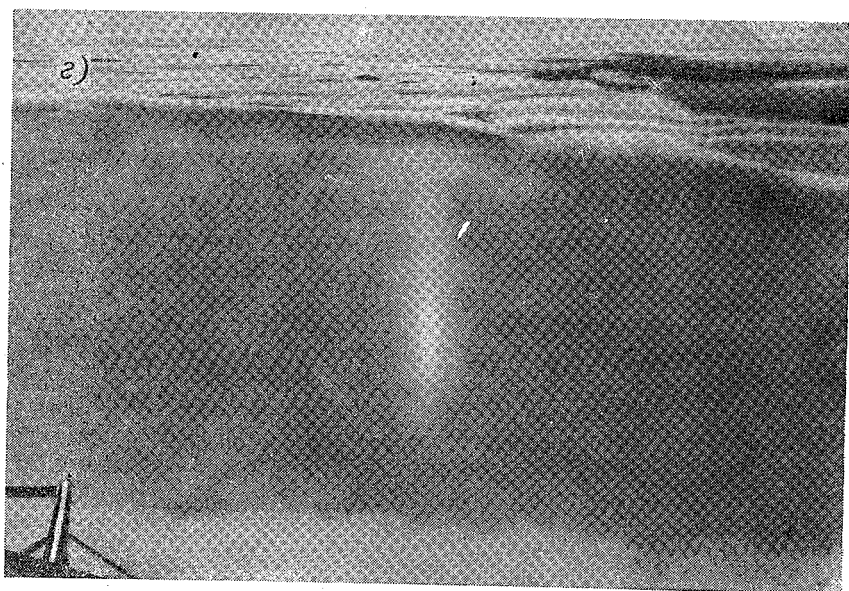
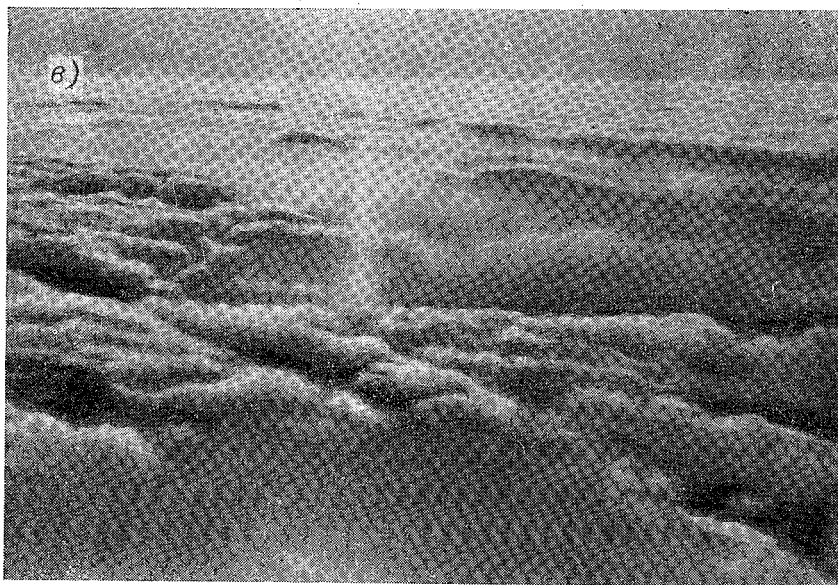


Рис. 132. Зона рассеяния в слонсто-
а — через 5 мин., б — через 12 мин., в — через 15 мин., г — часть зоны рассеяния.



кучевых облаках после воздействия.

В ней еще имеются кристаллы, чем обусловлено наличие «нижнего солнца».

Механизмы установки приводятся в движение с помощью электромотора, питающегося от бортовой сети самолета.

Опыт показал, что установка существенно упрощает работу и улучшает получаемые результаты.

Наземная углекислотная установка. Для рассеяния туманов могут применяться также наземные методы воздействия, как это показали опыты ЦАО. В них было установлено, что при испарении углекислоты с самолета в нижней части облака про-

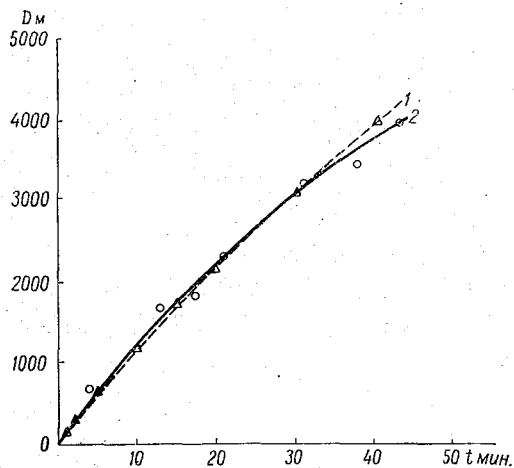


Рис. 133. Изменение ширины зоны рассеяния облаков, по теоретическим и экспериментальным данным.

цесс кристаллизации интенсивно распространяется снизу вверх. В дальнейшем образуется в облаке зона рассеяния почти такого же размера, как и при введении гранулированной углекислоты в его верхней части.

Так, удавалось рассеивать облако с вертикальной мощностью 300—400 м. В 1954 г. была создана наземная углекислотная установка. Ее внешний вид показан на рис. 134 б.

Наиболее существенными частями установки являются: а) баллоны, наполненные жидкой углекислотой; б) дозатор, позволяющий дозировать введение углекислоты в туман в пределах от 50 до 25 г/км; в) вентилятор с направляющей трубой; г) мотор, служащий для вращения вентилятора; д) пульт управления; е) закрытая кабина для оператора.

Вся установка смонтирована на санях так, что она легко может в рабочем состоянии перемещаться с помощью трактора. В вентили баллонов вставлены перепускные трубки. Из баллонов жидкая углекислота поступает в коллектор, а затем по трубке

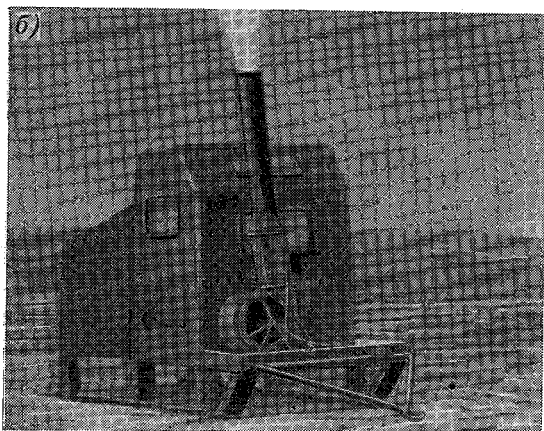
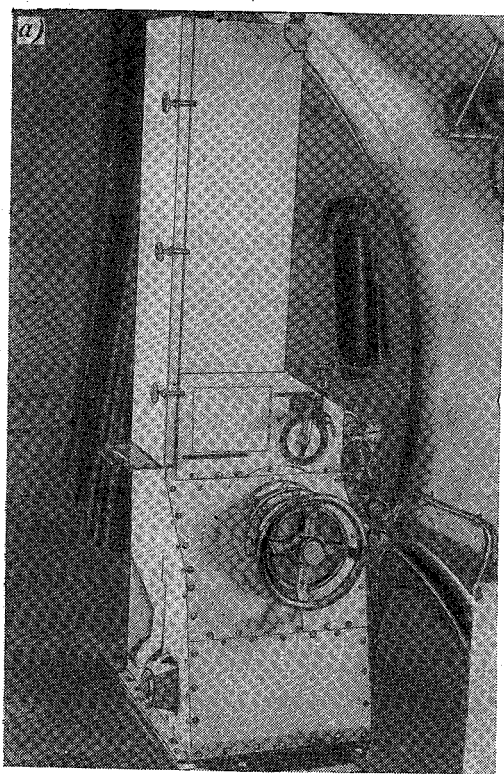


Рис. 134. Самолетная (а) и наземная (б) углекислотные установки.

подходит к выпускному вентилю; оттуда поступает в дозатор, а затем в диффузор, где, быстро расширяясь, переходит из жидкого в твердое (снегообразное) состояние. Поток воздуха вентилятора углекислота разбивается на небольшие кусочки, которые поднимаются на высоту 10—12 м. Установка также рассчитана на использование сухого льда. Проведенные опыты показали возможность рассеяния переохлажденных туманов такой установкой с земли на площади в несколько десятков км². Параллельно была разработана несколько отличная конструкция установки. В ней углекислота из баллона под давлением поступает в окружающую атмосферу на высоту 3—5 м. Как показали опыты, для рассеяния тумана на площади в несколько десятков км² требуется несколько таких установок.

Аэрозольные генераторы

Для образования ледяных зародышей из иодистого серебра и других подобных ему веществ применяются специальные генераторы. В большинстве из них в основу положена конструкция генератора Воннегата. На рис. 135 показан внешний вид аэрозольного генератора, изготовленного в ЦАО. В нем образование аэрозоля происходит при сгорании раствора иодистого серебра в ацетоне в водородном пламени. Основными узлами генератора являются: а) газовая горелка, б) бак для раствора с ручным компрессором, в) водородный баллон с редуктором, г) панель крепления газовой горелки с камерой сгорания, д) лыжа для крепления узлов установки.

Как известно, иодистое серебро плохо растворяется в ацетоне, но довольно хорошо растворяется в ацетоновом растворе таких иодидов, как KJ, NaJ, NH₄J и др. Поэтому для приготовления ацетонового раствора иодистого серебра вначале готовится раствор NaJ или KJ в ацетоне, пока в нем не растворится необходимое количество AgJ. Обычно используются растворы, в которых 200 г AgJ растворяются в литре ацетона. Дозировки иодистого серебра определяются задачами воздействия. Например, для рассеяния тумана их оптимальное значение составляет 1—2 г в минуту. При воздействии на мощные кучевые облака их величина несколько возрастает.

Существуют также генераторы, представляющие собой печи с воздушным поддувом для сжигания древесного угля, пролитанного раствором иодистого серебра. Для воздействий с самолета П. Н. Красиков предложил изготавливать специальные брикеты, в состав которых входит древесный уголь, AgJ и мазут.

При генерации аэрозоля дыма иодистого серебра образуются частички, имеющие разные размеры. Центрами кристаллизации могут быть только частицы, достигающие определенных критических размеров. Критические размеры частиц увеличиваются

с повышением температуры. В описанном генераторе при сжигании 1 г иодистого серебра при температуре -10° образуется около 10^{13} активных частичек, а при температуре -20° их число возрастает до 10^{15} .

Размеры частичек дыма иодистого серебра, образующихся в этом типе генератора, по данным исследований, проведенным в ЦАО, находясь в пределах от $3,5 \cdot 10^{-5}$ до $7 \cdot 10^{-7}$ см. Указанные размеры частиц близки к данным, полученным П. Н. Красиковым и Н. В. Мамонтовым [110], которые показали, что большая часть частиц, образующихся при различных методах возгонки иодистых соединений серебра и свинца, имеет размеры от

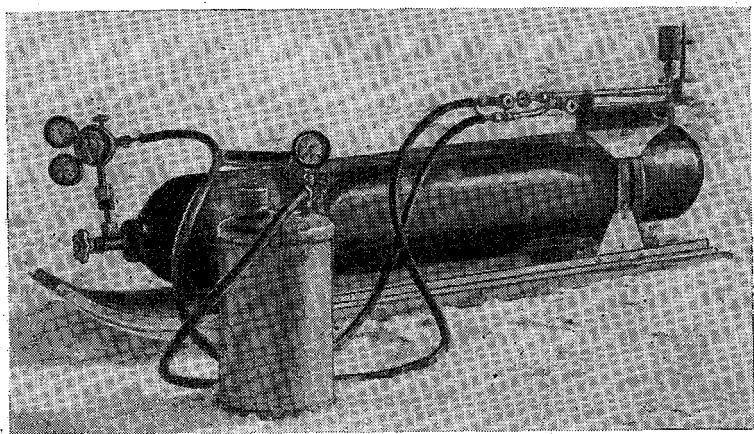


Рис. 135. Аэрозольный генератор ЦАО.

$1 \cdot 10^{-6}$ до $8 \cdot 10^{-6}$ см. Вместе с тем образуется значительное количество более мелких частиц. Однако они не могут быть активными ядрами кристаллизации при обычных насыщениях над водой и льдом даже при низких температурах.

Результатами исследований Воннегата и ЦАО было установлено, что число образующихся частиц иодистого серебра при работе данного генератора зависит от расхода реагента. Данные, полученные в ЦАО, приведены на рис. 136, на котором видно, что с увеличением расхода иодистого серебра число частиц, образовавшихся из одного его грамма, уменьшается; это, вероятно, обусловлено увеличением размеров генерируемых частиц.

В Японии Норикура был создан новый тип аэрозольного генератора, в котором частички иодистого серебра образовывались в керосиновом пламени. Схема такого генератора показана на рис. 137 а. Преимущество данного генератора состоит в том, что в нем иодистое серебро сжигается при довольно низ-

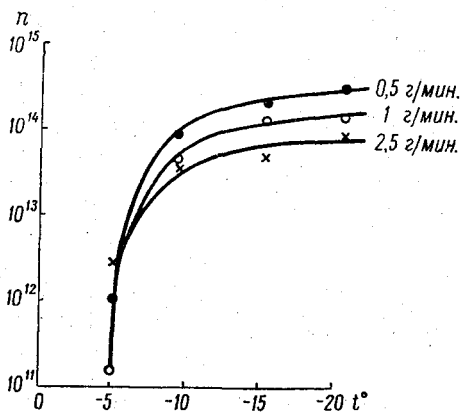


Рис. 136. Ход изменения числа частичек иодистого серебра с изменением дозировок AgI и температуры среды.

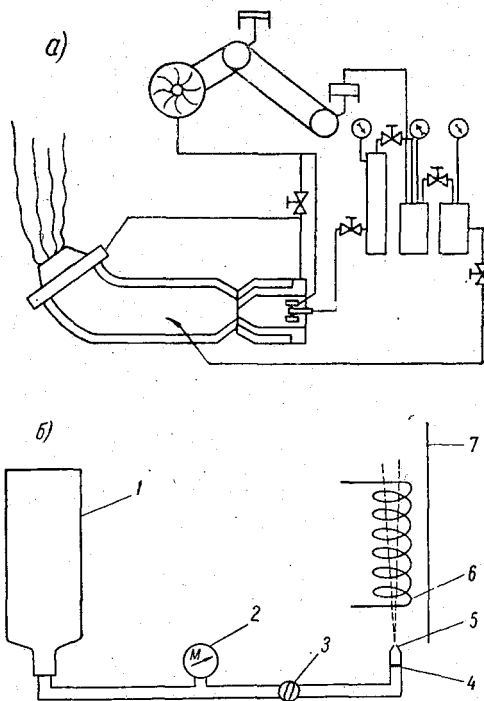


Рис. 137. Схемы аэрозольных генераторов. а — генератор с керосиновым пламенем, б — электрический аэрозольный генератор.

кой температуре (600—900°), что сводит к минимуму его распад. Кроме того, так получаются частички примерно одинакового размера, что обеспечивается быстрым охлаждением дыма иодистого серебра. Однако этот генератор по своей конструкции сложнее предыдущего. На рис. 137 б приведена схема электрического аэрозольного генератора. Его устройство состоит в следующем. Металлическая камера 1 наполняется раствором иодистого серебра. В камере с помощью насоса создается повышенное давление, которое определяется с помощью манометра 2. Количество раствора, выходящего из бака, регулируется с помощью крана 3. Далее раствор попадает в стеклянную форсунку 5 через фильтр 4. Из форсунки раствор попадает в электрическую печь 6, которая помещена в защитную трубу 7. В печи происходит образование аэрозоля иодистого серебра, который затем выходит в окружающую атмосферу.

Описанная выше схема электрического генератора положена в основу самолетных генераторов. В. Г. Морачевским [156] разработана новая конструкция такого генератора.

На рис. 138 приведены данные об активности

частичек AgJ при различных методах их генерации. Первая и третья кривые показывают изменение активности ядер, образованных в пламени водородной горелки; на третьей и четвертой кривых приведены те же значения для керосиновой горелки и при сжигании древесного угля, пропитанного раствором AgJ. Как видно на рисунке, частички AgJ, образованные в водородном пламени, имеют большую активность, чем другие, что, очевидно, связано с их размерами.

Применение наземных аэрозольных генераторов в практике воздействий на облака и туманы выдвинуло задачу изучения

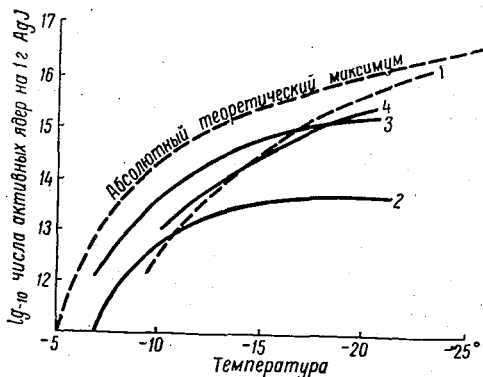


Рис. 138. Зависимость $\lg n$ — числа активных ядер AgJ — от температуры и способа генерации.

распространения частичек иодистого серебра в атмосфере. Такие исследования были проведены в ряде стран. В них было установлено, что распространение частичек иодистого серебра в атмосфере происходит главным образом под действием турбулентной диффузии. Они также показали, что распределение частиц по высотам весьма сильно изменяется в зависимости от синоптико-метеорологических условий.

Применение ракет для искусственных воздействий на облака

В последние годы широкое применение получают методы воздействия на мощные кучевые облака с помощью ракет специальной конструкции. Применение ракет отличается следующими преимуществами по сравнению с другими методами введения реагентов в мощные кучевые облака: а) простотой и дешевизной по сравнению с методами, основанными на использовании авиации; б) возможностью воздействия на определенное облако; в) возможностью одновременного воздействия на облака на большой территории. Воздействие на указанный вид облаков

производится главным образом с целью предотвращения градобитий, а в некоторых случаях и для вызывания осадков. Первоначально во Франции, Швейцарии и Италии применялись ракеты только взрывного действия, без использования каких-либо реагентов. При этом высота подъема таких ракет была около 600 м.

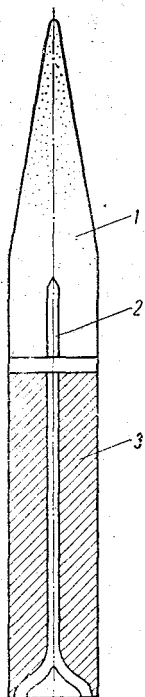


Рис. 139.
Схема итальянской противорадовой ракеты.

1—взрывная головка с реагентом, 2—взрыватель, 3—порховый двигатель.

Впоследствии в Италии были изготовлены новые типы ракет, содержащие небольшое количество иодистого серебра. На рис. 139 показана схема такой ракеты. Основными ее частями являются: а) головка, б) двигатель, в) взрыватель, г) стабилизатор. В головке ракеты помещается взрывчатое вещество — шеддит, состоящее из хлората калия (90%) и парафина (10%). К этой смеси добавляется 2% иодистого серебра. Вес головки составляет около 800 г. Корпус ракеты изготовлен из бумаги и картона. Время от выпуска ракеты до ее взрыва составляет около 12—13 сек. В качестве стабилизатора в ракете применяется палка весом 600—700 г, длиной около 2,5 м. Высота подъема такой ракеты находится в пределах 1000—1500 м.

В последнее время в Италии начат выпуск ракет, в головку которых помещается около 200 г мелкодисперсной поваренной соли, а вес взрывчатого вещества уменьшен до 500—600 г. Запуск ракет производится с помощью специальных установок, которые расставляются по фронту вероятного перемещения облаков или в шахматном порядке, равномерно охватывая защищаемую от града площадь посевов.

§ 71. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ОПЫТОВ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ОБЛАКА И ТУМАНЫ

В послевоенные годы наряду с широким фронтом исследования в области искусственных воздействий на облака и туманы во многих странах мира делаются попытки практического использования полученных результатов. В большинстве случаев они проводятся с целью: а) вызывания осадков для нужд сельского хозяйства и гидроэнергетики, б) раскрытия аэродромов от низких (переохлажденных) облаков и туманов; в) предотвращения градобитий и тушения лесных пожаров и т. п.

Наибольший размах в послевоенные годы получили исследования методов вызывания дополнительных осадков, главным образом из летних мощных кучевых облаков. Такие опыты проводились в ряде стран. В большинстве случаев они проводятся с использованием наземных аэрозольных генераторов

иодистого серебра. Меньше применяется сухой лед, сбрасываемый в переохлажденную часть облака с самолета или с помощью ракет.

Для практического применения методов искусственного вызывания осадков нужны данные о климатических ресурсах соответствующих районов, а также знание повторяемости условий, необходимых для эффективного воздействия. Так, например, в юго-восточной Австралии примерно в течение $\frac{1}{3}$ года имеются благоприятные условия для вызывания осадков. Несомненно, что число таких дней существенно зависит от географического района и погодных условий.

Исследованиями установлено, что механизм образования осадков при воздействии твердой углекислотой и иодистым серебром на мощные кучевые облака весьма сходен с наблюдаемым при образовании естественных осадков. При введении этих реагентов в переохлажденную часть облака происходит интенсивный процесс образования ледяных кристаллов, которые быстро растут. Процесс перестройки микроструктуры облаков сопровождается заметными изменениями в их макроструктуре. В том случае, когда в момент воздействия облако находится в стадии интенсивного развития, часто наблюдается быстрый рост его вершины, которая обычно принимает форму наковальни. В дальнейшем выпадение осадков из таких облаков иногда сопровождается грозами. При других состояниях облака в месте введения твердой углекислоты обычно образуется глубокий провал. По мере выпадения осадков вертикальная мощность облака уменьшается. После их прекращения облако полностью рассеивается или от него остается облачный слой с небольшой вертикальной мощностью. На рис. 140 приведены различные стадии мощного кучевого облака после воздействия.

Опыты показывают, что облака, имеющие незначительную вертикальную мощность (до 2—2,5 км), рассеиваются без выпадения осадков. Весьма существенную роль играет размер и степень переохлаждения вершины облака. Чем больше мощность всего облака и переохлажденной его части, тем более вероятна возможность вызывания из него существенных осадков. К сожалению, нельзя отделить влияние мощности облака от влияния температуры, так как обычно чем больше мощность, тем ниже температура у вершины. Данные многих опытов свидетельствуют о том, что успешное воздействие твердой углекислотой на мощные кучевые облака возможно при температуре -7° и ниже. Однако при температурах вершины облаков ниже -20° , воздействие, возможно, теряет практический смысл, так как в этих случаях велика вероятность образования осадков естественным путем.

Выпадение осадков из облака начинается через 7—15 мин. после введения углекислоты или иодистого серебра. Количество

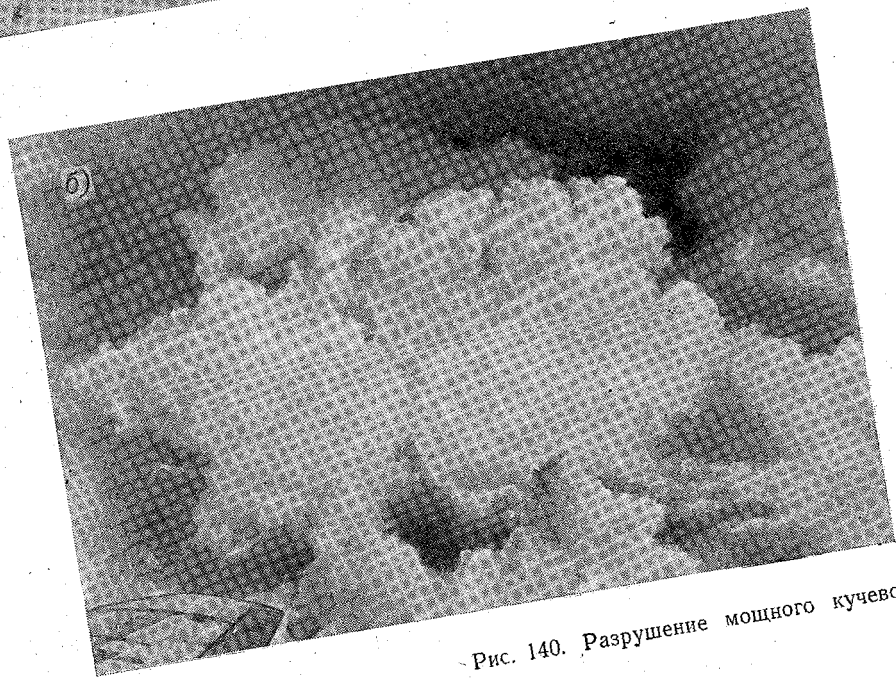
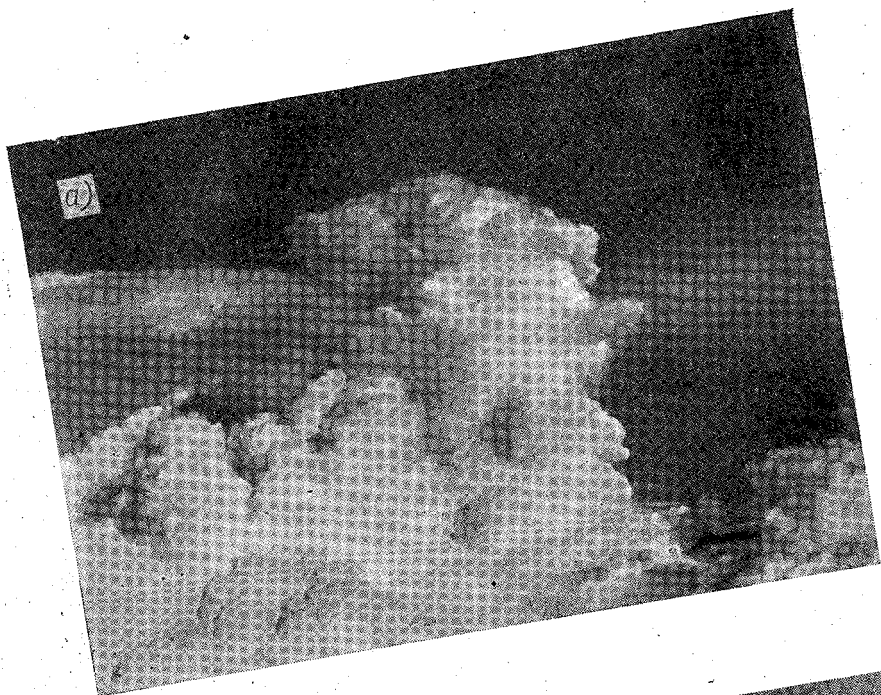
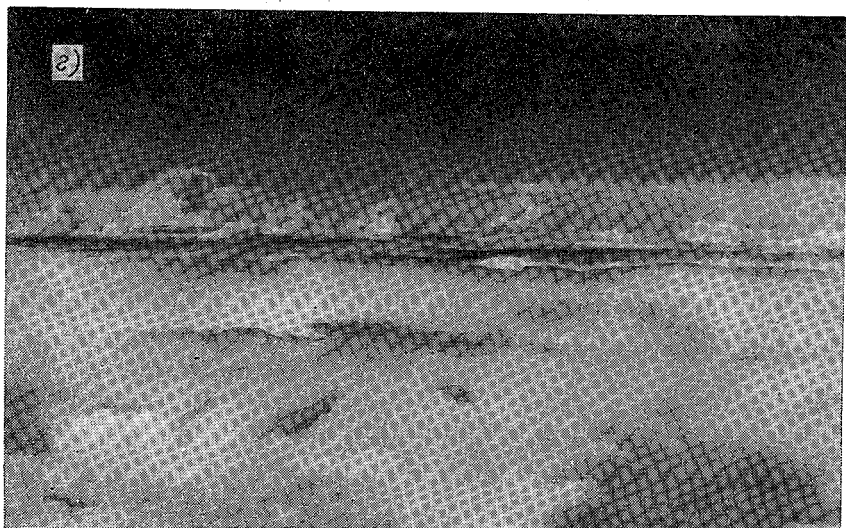
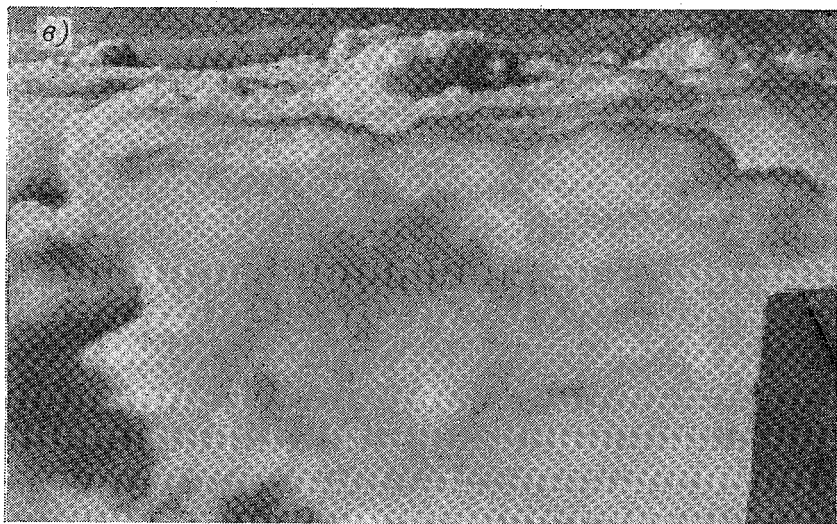


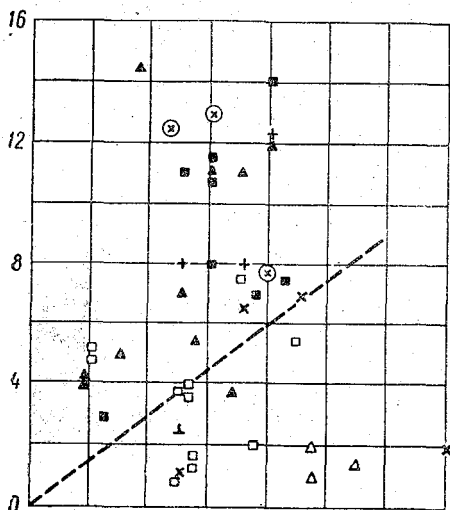
Рис. 140. Разрушение мощного кучевого



облака после введения в него твердой CO_2 .

их существенно увеличивается с ростом вертикальной мощности облака. Такие осадки выпадают из мощных кучевых облаков в среднем в течение 0,5—1 часа. Однако из облаков, бывших перед воздействием в состоянии интенсивного развития, осадки могут выпасть и более продолжительное время. Причины этого пока не

ясны. Возможно, что в этих случаях происходит одновременно интенсивное поступление и конденсация водяного пара в облаке, что было весьма убедительно показано Е. К. Федоровым и Е. Ф. Маминой [138] для фронтальных слоисто-дождевых облаков. Согласно наблюдениям, значительная часть осадков достигает земли в том случае, когда мощность подвергнутого воздействию облака больше или равна высоте нижней границе облака над землей. Соотношение между вертикальной мощностью облака и высотой его нижней границы и осадками показано на рис. 141 по данным наблюдений, проведенным в Австралии и Канаде. Наблюдениями на земле и с самолета установлено, что на земле площадь, охваченная осадками из отдельного облака, может составлять несколько десятков км². Когда же происходит воздействие на



■ 1 □ 2 × 3 + 4 ⊗ 5 ▲ 6 Δ 7 ⊥ 8

Рис. 141. Вероятность выпадения осадков из мощных кучевых облаков, засеянных сухим льдом, в зависимости от мощности облака (ось ординат) и высоты основания над землей (ось абсцисс), в тысячах футов.

Канада: 1 — успех, 2 — неудача, 3 — сомнительный успех, 4 — сомнительная неудача, 5 — ливень.

Австралия: 6 — успех, 7 — неудача, 8 — сомнительная неудача.

несколько рядом расположенных облаков, площадь осадков может достигать нескольких сотен км².

Как было указано выше, при воздействии на зимние облака слоистых форм или туманы весьма существенное значение имеет нормирование твердой углекислоты, позволяющее избежать «перезасева». При засеве кучевых облаков зависимость вызываемых осадков от дозирования твердой углекислоты и иодистого серебра еще мало изучена. При воздействии на облака с большой вертикальной мощностью дозировки углекислоты можно варьировать в широких пределах. Более строгое нормирование требуется при воздействии на облака малой вертикальной мощности, в которых возможен перезасев. При этом число образовавшихся

ледяных ядер становится настолько большим, что образование крупных частиц осадков невозможно. К сожалению, пока еще сделано мало измерений количества выпавших осадков при воздействии на отдельные мощные кучевые облака. По некоторым данным, количество осадков из отдельного облака обычно достигает нескольких миллиметров.

В тропических странах, где наблюдается выпадение ливневых осадков из мощных кучевых облаков, не имеющих кристаллической фазы, для воздействия применяют дисперсную распыленную воду. Ее капли растут благодаря гравитационной коагуляции (см. § 9). Однако эффективность применения дисперсной воды заметно меньше, чем иодистого серебра и твердой углекислоты. Это хорошо подчеркивает важную роль твердой фазы в процессе образования осадков. В низких широтах, где возможны значительные осадки из чисто капельных (теплых) облаков, применение дисперсной воды заметно увеличивает количество осадков. В этих условиях применение твердой углекислоты и иодистого серебра либо невозможно, либо почти не оказывает влияния. Это показали опыты в Восточной Африке, в которых применение иодистого серебра дало отрицательный результат. В США в течение последних 10—12 лет был проведен ряд крупномасштабных опытов воздействия на облака с помощью AgI и CO_2 главным образом для получения осадков. При этом для воздействий использовались наземные аэрозольные генераторы, а применение самолетов имело лишь вспомогательный характер.

В период 1947—1952 гг. в США исследовательские работы проводились группой ученых во главе с Лэнгмюром и Шефером (проект «Циррус»). Было сделано около 180 опытов с целью рассеяния естественных облаков, а также получения дополнительных осадков. Позднее был организован ряд других групп, из которых наиболее известны были «Санта-Барбара» и «Скуд». Первая группа в основном изучала способы получения дополнительных осадков, а вторая разрабатывала методы воздействия на больших территориях. Для этой цели воздействие твердой углекислотой проводилось с трех самолетов и иодистым серебром — с помощью аэрозольных генераторов на территории около 400 тыс. кв. миль. Как показал анализ результатов этой операции, существенных изменений в распределении осадков не произошло. Кроме этих групп, в США вели исследования и частные фирмы. В специальном отчете координационного комитета отмечается, что статистический метод не обнаружил увеличения количества осадков при воздействиях в равнинных районах. В то же время не было замечено в районах воздействия и уменьшения количества выпадающих осадков. В горных районах западной части США те же методы оценки результатов воздействия указывают на увеличение осадков на 10—15%. С другой стороны, некоторые другие исследования свидетельствуют о более

заметном увеличении осадков в результате воздействий. Так, согласно Хауэллу, на северо-западе штата Нью-Йорк удалось заметно увеличить запас воды в водохранилищах. Это было доказано наблюдением стока с площадей, где производилось воздействие, превышающего на 32% сток с соседних контрольных площадей. При этом автор подчеркивает большую надежность оценки таким методом. По его мнению, вероятность того, что такое увеличение было случайностью, меньше 0,005.

На Кубе целый ряд опытов был проведен над равнинной местностью, примыкающей к южному побережью. За 32 месяца воздействия был обнаружен прирост осадков на 21%. В Аризоне (США) воздействие в летние месяцы 1957—1959 гг. дало увеличение осадков на 30%.

В последние годы в Англии метеорологической службой производилось воздействие с помощью пяти аэрозольных генераторов, которые были установлены на равнинной местности Салисбюри-Плейн вдоль линии протяженностью 27 миль под прямым углом к преобладающему западно-юго-западному ветру. Генераторы вводились в действие при прохождении фронтальных облаков, когда обычно ожидался дождь. Наблюдения показали, что в результате воздействий наблюдалось уменьшение количества выпадающих осадков на площади, где производилось воздействие. Мало вероятно, чтобы в данных условиях частички аэрозоля оказывали заметное влияние на процессы образования и выпадения осадков. Это подтверждается данными наблюдений над вертикальным распределением частичек иодистого серебра. Согласно Сэттону, их концентрация на высоте 1200 м должна составлять около 70% концентрации у поверхности земли. В действительности она колебалась от 1 до 5%, вероятно, потому, что значительное количество частиц вымывалось осадками. Кроме того, вследствие слабых восходящих потоков частички не достигали уровня соответствующих критических температур. Однако эти соображения не могут объяснить уменьшения осадков, наблюдаемого при воздействии на фронтальные облака. Такой вывод с физической точки зрения маловероятен и, очевидно, обусловлен несовершенством применявшейся системы контроля.

Противоречивость приведенных оценок результатов воздействий обусловлена, по-видимому, рядом причин. Одна из них — отсутствие надежных методов оценки результатов отдельных опытов и особенно суммарного их эффекта. К сожалению, в литературе встречаются данные наблюдений, постановка и анализ которых не соответствуют физическим основам существующих методов воздействий. С другой стороны, ошибки в оценке результатов отдельных опытов возможны из-за сложности природных условий, в которых проводились эксперименты.

Поскольку применение авиации, как уже отмечалось, существенно удорожает работы по воздействию, широкое применение получил метод наземных аэрозольных генераторов. При

использовании их очень трудно оценить количество выпавших в результате воздействий осадков. Это связано с тем, что обычно действие частиц аэрозоля на облака происходит на значительном их удалении от генератора, причем сильно изменяется их концентрация и невозможно нормирование реагента в зависимости от метеорологических условий. Однако в настоящее время предпринимаются попытки непосредственного измерения процессов диффузии активных частиц от наземных источников. При длительном пребывании в атмосфере частицы иодистого серебра могут изменять свои физико-химические характеристики. Таким образом, при использовании генераторов место, где стимулируются осадки, практически остается неизвестным. В связи с этим, вероятно, при применении данного метода трудно достаточно надежно оценить его эффективность. По этим причинам в последнее время начинает расширяться использование авиации и особенно специальных ракет, которые, вероятно, станут основным средством внесения реагентов в мощные кучевые облака, в частности, и для вызывания из них осадков.

В настоящее время для оценки эффективности воздействий с целью вызывания осадков применяется несколько методов [39].

1. Метод расчета ожидаемого количества осадков, основанный на определении влагосодержания воздуха и расчета вертикальных движений в свободной атмосфере. Отсутствие надежных экспериментальных данных о вертикальных движениях и об интенсивности процесса облакообразования делают этот метод весьма приближенным, и он пока не получил широкого применения.

2. Метод сравнения осадков, выпавших за период воздействий, с соответствующей нормой осадков для данного района. Такой метод также не отличается большой точностью в связи с огромной изменчивостью естественных осадков. Известно, что месячные осадки в одном и том же месте в разные годы могут отличаться на 40% и более.

3. Метод сопоставления с контрольными районами, имеющий наиболее широкое распространение. С этой целью создаются две специальные смежные площадки с учащенной дождемерной сетью или стоковыми станциями. На одной из них производятся опыты по вызыванию осадков, а вторая является контрольной. Однако такой метод оценки также не свободен от погрешностей, возникающих вследствие изменчивости осадков (в прострэнстве), особенно в летнее время года. Для получения надежных данных требуется весьма длительный период наблюдений.

Кроме этих методов, имеется ряд других методов. Среди них следует выделить радиолокационные методы, которые, вероятно, наиболее надежны.

Необходимо заметить, что пока остается не разработанной макроскопическая теория образования осадков и расчет их ко-

личества при различных синоптических условиях. Эти исследования весьма важны для решения основного вопроса о том, вызываются ли в результате воздействия дополнительные осадки или же происходит их перераспределение. Несомненно, что по мере расширения теоретических работ в этой области будет возможно более широкое применение их результатов на практике. Однако уже сейчас опыты указывают на возможность в определенных метеорологических условиях вызывания осадков из отдельных мощных кучевых облаков над равниной при воздействии на них с самолета. Кроме того, обнаружено усиление осадков в горных и предгорных районах при воздействии наземными аэрозольными генераторами.

Существующие методы искусственного воздействия используются также для регулирования развития мощных кучевых облаков с целью предотвращения образования града. Во Франции и особенно в Италии развернуты исследования в этой области, а также созданы специальные организации, которые руководят работами по борьбе с градом. Так, во Франции для этой цели имеется Ассоциация по изучению средств борьбы с бедствиями, вызываемыми атмосферными явлениями, а в Италии — Национальный союз по борьбе с градом. Для предотвращения образования града на юго-западе Франции вдоль Атлантического побережья и Пиренейского хребта было установлено 40 генераторов иодистого серебра. В других департаментах для введения иодистого серебра в облака, кроме установок генераторов, применяются специальные противоградовые ракеты, о которых упоминалось выше.

В Италии, такие мероприятия охватили большие площади. Так, например, по данным Технического управления противоградовой защиты, в 1957 г. было организовано 8136 постов на площади более 400 тыс. га. За сезон было произведено 464 воздействия, преимущественно на фронтальные облака, и при этом было израсходовано 65,4 тыс. ракет.

Выпуск ракет производился тогда, когда начиналось выпадение града. К сожалению, пока еще не имеется достаточно надежной методики прогноза града. Поэтому в оперативной противоградовой службе этот недостаток в известной мере восполняется данными радиолокационных наблюдений за облаками. В результате воздействия на облака, не достигшие градового состояния, из них выпадают осадки, что прекращает дальнейшее развитие облака и исключает образование града.

Оценить результаты противоградовых операций весьма трудно, так как пока еще не существует научной методики оценки получаемого эффекта.

Согласно итальянским данным за 1957 г., на 81% защищаемой площади были получены успешные результаты. Во Франции ущерб от града наблюдался в 12% случаев при работе генера-

торов аэрозоля иодистого серебра и в 37% случаев, когда они не работали. Эффективность применения аэрозольных генераторов при этих работах, вероятно, не выше, чем при воздействии с целью вызывания осадков. Что касается эффективности ракет, то она, по-видимому, несколько преувеличена. Это предположение основывается на том, что для борьбы с градом применялись ракеты, которые могут подниматься на высоту не более 1,5 км. Таким образом, во многих случаях они не достигали даже основания облака либо попадали в самую нижнюю его часть — в зону положительных температур. Оттуда аэрозоль может попасть в переохлажденную часть облака лишь через известное время, т. е. уже на значительном удалении от места запуска ракет. При этом эффективность данного метода так же мало изучена, как и при воздействии методом наземных генераторов.

В последнее время в Италии для воздействия на градоносные облака применены гигроскопические вещества, которые поднимаются на таких же ракетах. Применение этих реагентов основывается на теории образования града, выдвинутой Ладламом, согласно которой градины крупного размера (более 1 см) могут выпасть только тогда, когда в нижней части облака имеются гигантские капли радиусом более 30 м. При этом концентрация таких капель составляет около одной капли на 1 м³ облака. С увеличением концентрации всех капель будет образовываться большее число градин, но уже меньшего размера, которые не представляют существенной опасности для большинства сельскохозяйственных культур. Таким образом, для предотвращения града необходимо искусственно повысить содержание мелких капель в нижнем слое мощных кучевых облаков. Последнее может быть достигнуто при введении гигроскопических частиц в нижние слои облака. Путем лабораторных экспериментов Ладлам установил, что частицы поваренной соли, имеющие вес около 10⁻⁹ г, способствуют образованию капли диаметром 30 м в течение нескольких секунд. Его подсчеты показывают, что использование нескольких таких ракет на площади в 100 км² может быть достаточным для защиты от града. Пока еще мало экспериментальных данных, которые бы позволили оценить такой метод воздействия с помощью ракет, так как до сих пор не разработан способ получения стабильных капель малых размеров в облаке.

В последние годы в СССР широко развернуты исследования, направленные на разработку средств и методов борьбы с образованием града в мощных кучевых облаках. Эти исследования проводятся главным образом в районе Алазанской долины Грузинской ССР Академиями наук СССР и Грузинской ССР, а также научными учреждениями Гидрометеорологической службы (ЦАО, ГГО, Тбил. НИГМИ). Для воздействия применяются специальные ракеты, с помощью которых сухой лед или иодистое серебро доставляется в переохлажденную часть обла-

ков. Кроме того, используется реактивный самолет, с которого вводятся в эти облака гигроскопические реагенты и сухой лед.

Второй областью практического применения результатов искусственных воздействий является рассеяние облаков и туманов для обеспечения работы авиации. В настоящее время в СССР уже разработаны методы рассеяния переохлажденных облаков и туманов с целью раскрытия аэродромов. Для воздействий при этом используется твердая углекислота, которая вводится в облака с помощью самолетной автоматической дозирующей установки (см. рис. 134). Данные опытов показали, что раскрывать аэродромы указанным методом возможно только при некоторых метеорологических условиях. В этих случаях рассеяние облаков или тумана производится на некотором расстоянии от аэродрома с тем, чтобы к нему подошла зона после выпадения осадков. Поэтому до начала воздействия необходимо определить скорость и направление ветра на уровне верхней границы облаков.

Продолжительность сохранения зоны рассеяния над аэродромом зависит от скорости ветра. Обычно рассеяние облаков и туманов для этих целей производится на большой площади. При слабых ветрах (при туманах) такая зона сохраняется над аэродромом несколько часов.

Для рассеяния переохлажденных туманов применяются также наземные углекислотные установки, о которых упоминалось выше. Поступающие из установки частички углекислоты вызывают фазовое изменение тумана. Вследствие выделения скрытой теплоты кристаллизации в тумане усиливаются турбулентные движения, которые увлекают зародыши кристаллов в более высокие слои. При этом ширина образующейся зоны рассеяния тумана примерно такая же, как и при воздействии с самолета. При рассеянии тумана над аэродромом установки располагают в пределах аэродрома в зависимости от направления ветра.

Как показали опыты, проведенные ЦАО, рассеивать переохлажденные туманы с земли возможно также с помощью аэрозоля иодистого серебра. Для этой цели может быть использован аэрозольный генератор (см. рис. 135). При воздействии одним генератором зоны рассеяния охватывают площадь от 2,5 до 5 км². На рис. 142 показано изменение зоны рассеяния тумана, наблюдавшееся в одном из опытов, проведенных в ЦАО. В большинстве опытов время сохранения зоны при длительности воздействия 10—15 мин. составляет 40—55 мин. Это может обеспечить взлет и посадку большого числа самолетов на аэродроме.

Данные микроструктурных наблюдений показывают, что кристаллы в тумане появляются через 1—3 мин. после начала воздействия. При этом большей частью кристаллы имеют гексагональную форму: в пробах микроструктуры, взятых через 30—40 мин. после воздействия, обычно встречаются достаточно мел-

кие кристаллы, размер которых около 15μ. Это подтверждает, что частицы иодистого серебра, так же как и в лабораторных условиях, проявляют свои льдообразующие свойства не все од-

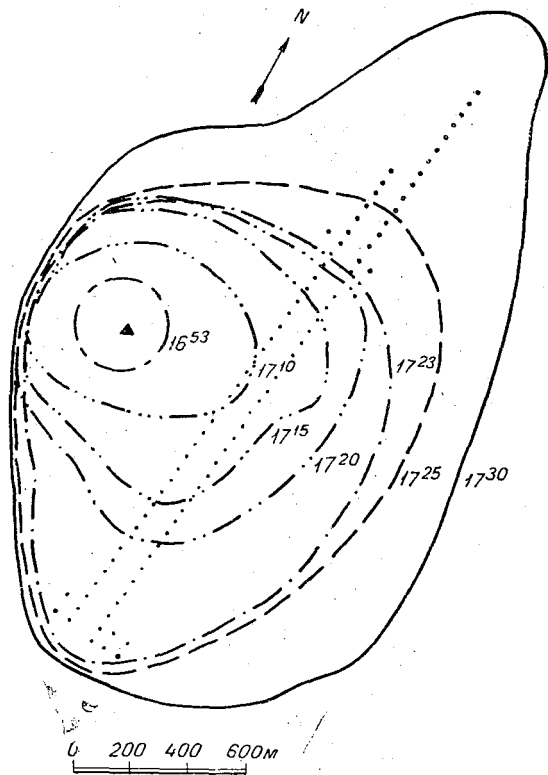


Рис. 142. Расширение зоны рассеяния тумана при воздействии с земли аэрозолем AgI.

новременно и что их действие, вероятно, определяется их размерами (см. § 70).

Применение наземных установок для рассеяния переохлажденных туманов весьма практично и существенно упрощает и удешевляет работу. Однако для их усовершенствования необходима разработка теории процесса распространения зародышей кристаллов в тумане по вертикали, расчет скорости их роста и анализ некоторых других сторон процесса фазового преобразования тумана.

Разработка методов рассеяния переохлажденных облаков и туманов является только частью решения вопроса об обеспечении безопасности полетов самолетов методами искусственного

воздействия. Весьма существенно также иметь метод рассеяния низких облаков и туманов при положительных температурах воздуха. В этой связи следует указать на опыты искусственного рассеяния туманов, проведенные в Англии в период второй мировой войны. На шести аэродромах вдоль взлетно-посадочных полос были установлены нефтяные форсунки. При работе форсунок повышалась температура воздуха и вследствие этого туман испарялся в слое в несколько десятков метров. В результате воздействий дальность горизонтальной видимости повышалась с 90—120 до 1200 м. При этом расход горючего составлял около 1000 галлонов в минуту. За два года было сожжено 123 211 т топлива. В связи с большой стоимостью работ такой метод не получил дальнейшего применения.

В настоящее время, согласно данным Всемирной метеорологической организации, существенного прогресса в разработке методов рассеяния теплых облаков и туманов при положительных температурах воздуха не имеется.

МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЯ ОБЛАКОВ

При наблюдении облаков с земли можно определять их форму, относительное количество на небе, а также их высоту над поверхностью земли.

На метеорологических станциях количество облаков определяют обычно на глаз в десятых долях поверхности небесного свода — в баллах. Иногда (например, для синоптических телеграмм) облачность оценивается в восьмых долях — октах. Применявшиеся ранее для уточнения такой оценки различные сетки, зеркала и т. д. сейчас не имеют большого распространения.

Форма облаков определяется наблюдателем по сопоставлению с облачным атласом. Об атласах и вообще о фотографировании облаков мы скажем подробнее в § 76.

К наземным методам сейчас добавился радиолокатор, указывающий положение в пространстве, форму и движение — общее и турбулентное — областей осадков (в том числе перистых облаков) и их относительную плотность. В последнее время при значительном повышении чувствительности и уменьшении длины волны зондирующего импульса стало возможным и радиолокационное наблюдение облачных систем, и автоматическое построение их пространственных и временных разрезов.

Некоторые наблюдения, например за границами облачных слоев, за микроструктурой и пр., можно делать при помощи автоматических приборов, поднимаемых на аэростате или шарезонде или сбрасываемых с аэростата. Такой метод, однако, имеет ограниченные возможности.

Наиболее полные наблюдения за макроструктурой и микроструктурой облаков могут быть сделаны в полете с аэростата (к сожалению, сейчас мало применяемого) или самолета наблюдателем, имеющим для этого большое число различных приборов. Самолет при этом становится как бы специальной облачной лабораторией. С него можно наблюдать высоту и мощность облачных слоев, форму облаков, видимую снизу и сверху, фазовое состояние (наличие капель и кристаллов), осадки, число, размер и форму облачных элементов, их химический состав, создаваемые ими оптические явления (а также альbedo облаков), вод-

ность облаков, обледенение самолета и пр. При этом можно точнее всего изучить температуру, влажность, турбулентность и вертикальные движения и т. д. в облаках.

§ 72. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫСОТЫ ОБЛАКОВ

Различные геометрические и фотограмметрические методы определения высоты нижней границы облаков H были предложены уже очень давно.

В последней четверти XIX в. их разрабатывали Экхольм, Коппе, Шпрунг, Поморцев и др. (см. подробнее [423]), а в последнее время — Кошмидер [430], Кассандер [418]), Дюбюк и др. Эти методы дали еще в период Международного облачного года 1896—1897 гг. большой и интересный материал, но оказались довольно громоздкими и трудоемкими. Сейчас они применяются главным образом для решения некоторых специальных задач.

Начиная с 1905 г. в России В. В. Кузнецов [111] применял для систематических измерений H прожектор. Уже при первых опытах Кузнецова с прожектором с $d=60$ см и вольтовой дугой в 50 а он смог успешно определять высоту как низких S_c , так и S_s , расположенных на высоте 6,5—6,8 км. Прожекторный метод потом долгое время регулярно применялся в обсерватории в Павловске. Сейчас потолочный прожектор широко распространен для наблюдений H в ночное время. Для дневных наблюдений H были предложены прожекторы с красным или ультрафиолетовым лучом, хотя и без большого успеха.

В 1938—1939 гг. Н. Ф. Котов [104] впервые предложил облакомер в виде приставки к радиозонду, указывающей момент выхода на верхнюю границу облачного слоя. В нем звуковой сигнал повышался до частоты 3000 гц тогда, когда освещенность солнечным светом увеличивалась до 80 000 люкс. Впоследствии были предложены и другие варианты оптических облакомеров, но их работе мешают большие и неправильные изменения освещенности, существующие всегда внутри облаков. Точно так же не получили большого распространения облакомеры, основанные на определении влажности воздуха, так как иногда над границей облаков влажность резко уменьшается, а иногда — нет.

Начиная с 1945 г. был опубликован ряд работ И. А. Хвостикова и его сотрудников [217], применивших прожектор, главным образом для изучения атмосферных слоев дымки и аэрозоль, в том числе находящихся под тропопаузой и в нижней стратосфере, до высоты 22—25 км. Они обнаружили, в частности, наличие в атмосфере «предоблачных» слоев, не наблюдаемых визуально, а в 1953 г. А. Я. Дривинг и А. И. Смирнова [64] наблюдали ночью над Бакуриани в луче прожектора настоящее стратосферное облако. Можно думать, что прожекторный метод еще окажет значительные услуги в изучении процессов конденсации на больших высотах.

В 1949 г. Ханле и Шмиллер [382] описали устройство прожекторной установки с ртутно-дуговой лампой, модулированной частотой 50—60 кгц. Пятно прожектора на облаке отыскивалось с помощью поворотного зеркала и фотоэлемента с усилительной схемой. Высота определялась по углу наклона зеркала и длине базы.

Позднее были предложены многие аналогичные схемы. Так, во французской системе облачного телеметра [485] имеется локатор со световым пучком длительностью около 1 мксек и повторяемостью 25—50 сигналов в секунду. Прием сигналов на катодный осциллограф с длительностью развертки 12 мксек позволяет определять высоты H до 1500 м при 25 сигналах в секунду и до 400 м при 50 сигналах, когда точность доходит до ± 5 м. В сейлометре американской модели [315] две 250-ваттные лампы расположены в фокусах двух параболических зеркал, направленных под углом 180° друг к другу (рис. 141). Вращающийся экран модулирует луч, создавая 120 вспышек в секунду. Одновременно зеркала вращаются так, что луч проходит в вертикальной плоскости путь от горизонта до зенита за 3 сек. Приемник на другом конце базы состоит из зеркала с $d = 60$ см, направленного вертикально вверх, в фокусе которого помещен свинцово-сернистый фотоэлемент. В момент, когда пульсирующее пятно на облаке проходит над приемником, угол возвышения луча передается по радио на индикатор, указывающий непосредственно высоту облака.

На сети метеорологических станций СССР и других стран днем высота облаков определяется путем выпуска шара-пилота, имеющего известную скорость подъема. Отмечая момент, когда шар начинает «туманиться», легко вычисляют $H_{ш}$.

Весьма просто и наиболее надежно H определяют при самолетных подъемах (или с привязных аэростатов). При этом борт-аэролог отмечает либо высоту потери видимости горизонта H_r , либо потерю видимости тех или иных удаленных ориентиров. На несколько большей высоте H_v происходит потеря вертикальной видимости с самолета. Е. Г. Зак и О. В. Марфенко [83] показали, что при подъеме самолета разность $H_v - H_r$ равна в среднем 130 м, в отдельных случаях 60—250 м. Ночью это различие заметно уменьшается — до 20—25 м. Высота по шару-пилоту $H_{ш}$ в среднем на 90 м больше, чем H_r . Средняя квадратичная ошибка таких определений высоты H порядка 21—24 м, если исключить действительно существующие довольно быстрые колебания высоты H .

§ 73. АЭРОСТАТНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ОБЛАКОВ

Свободный аэростат, сразу же после его изобретения в 1783 г. примененный для исследования атмосферы, дал весьма важные результаты для изучения облаков. Он имеет ряд преи-

мушеств по сравнению с другими летными средствами: неподвижность по отношению к окружающему воздуху, отсутствие толчков и вибраций, возможность вести длительные комплексные многочасовые наблюдения в одном и том же облаке, простоту управления, возможность достижения высот до 10—11 км при открытой гондоле и значительно больших высот — с герметической гондолой или с автоматическими приборами.

Еще в XIX в. с аэростата были сделаны первые наблюдения за строением облаков и за их микроэлементами. В начале XX в. Бассус наблюдал с аэростата просветы в полях Sc над большими реками, а А. Вегенер в 1906 г. измерял длины волн в облаках As. Вегенер указал также, какие поправки (для сопоставления с теорией волн Гельмгольца) надо вносить в величину разрыва температуры между слоями, оцениваемую по записи метеорографа. Слой дымки и мглы изучал в 1911—12 гг. Виганд, причем при полете 14/1 1912 г. он наблюдал «вклинивание» дымки на 0,17 км в слой находящейся над ней сильной инверсии (явление, сходное с тем, которое наблюдается в слоистых облаках, см. гл. V, § 36). Виганд начал определять также и число ядер конденсации в атмосфере, а при полете 12/XI 1911 г. описал и ледяные облака из столбчатых кристаллов, в которых в малом числе присутствовали и пластинчатые кристаллы. На высоте 4,8 и 5,5 км он наблюдал также снежные шарики (крупинки) диаметром 0,5—1,0 мм.

Некоторые наблюдения облаков со свободных аэростатов были сделаны позднее в Германии: 9/III 1933 г. Финдейзен пытался наблюдать электрический заряд капель облаков, но неудачно; в полете 28/II 1934 г. Хагеман наблюдал облачные элементы с помощью микрофотоустановки и специально сконструированной ловушки (см. § 76). В низких слоистых облаках таким способом были найдены капли с радиусом от 2 до 20 м. Наблюдения за венцами и gloriaми, предложенные для оценки диаметров капель еще в 1831 г. Кемцом и в 1911 г. Вегенером производил с аэростата в 1932 г. Липп и в горах в 1934 г. — Токмачев [205]. Липп определил угловые радиусы красных колец gloria вокруг тени аэростата на слое Sc, равные $4^{\circ}42'$, $8^{\circ}15'$ и $11^{\circ}51'$, что указывало на радиусы капель 4,3—4,5 м. Все такие наблюдения тем не менее имели случайный характер.

Систематически аэростат с наблюдателями использовался для изучения облаков Центральной аэрологической обсерваторией. В последние 20 лет она была единственной обсерваторией, применявшей аэростатные подъемы. Еще в 1940—1941 гг. ЦАО организовало 14 полетов для изучения физико-синоптических условий образования облаков и осадков, их микроструктуры, обледенения, оптических явлений, вертикальных градиентов ветра, болтанки и пр. В полете 23/IX 1940 г. С. П. Хромов [227] подробно наблюдал структуру фронтальных As и их осадков. При рекордном по дальности полете С. С. Гейгерова

и Б. А. Невернова 13—16/III 1941 г. (на расстояние 3290 км) аэростат неоднократно попадал на высотах 0,6—0,9 км в слои ледяных облаков. Наблюдались сверху также перистые вуали-наковальни зимних Сб над Уралом на высоте 3 км.

Эти полеты продолжались систематически и после второй мировой войны (см., например, [21], [170], [182]), когда они, в частности, дали первые у нас систематические сведения о микроструктуре облаков [17]). Для определения размеров капель была приспособлена тогда специальная воронка, микрофотоустановка и детально разработана методика подобных наблюдений на аэростате. Когда понадобилось определение влажности облаков, был предложен оптический метод [20] — оценка дальности видимости в облаке с помощью черного диска, опускаемого с аэростата на тросе. При вычислении W по этому способу учитывались и свойства рассеяния света полидисперсной средой и уменьшение освещенности в облаке сверху вниз.

В нескольких случаях субстратостатам ЦАО удавалось подниматься до 10—10,5 км — до слоев перистых облаков. К сожалению, малая маневренность аэростата, в особенности близ его потолка, не позволила наблюдателям регулярно «бывать» в слоях перистых облаков, чтобы изучить их структуру.

§ 74. САМОЛЕТНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ОБЛАКОВ

Использование самолета для аэрологических наблюдений имеет более чем сорокалетнюю историю. Еще в 1914 г. Телассеп применил в России в опытном отделении Центральной аэронавигационной станции змейковый метеорограф на особой подвеске на самолете «Фарман» и опубликовал примеры сделанных наблюдений. Тогда же опыты аэрологических наблюдений на самолете делал и А. А. Фридман.

Московская аэрологическая обсерватория начала в 1922 г. под руководством В. И. Виткевича систематические научные полеты на самолетах и уже в 1923 г. напечатала большое исследование методики таких наблюдений [36]. В опубликованных при этом материалах полетов 1922 г. имеются уже многочисленные данные об облаках, дымке, болтанке и пр. Краткие указания на способы наблюдения этого рода мы находим также в «Методах исследования свободной атмосферы» П. А. Молчанова, предлагавшего отмечать высоту облаков, толщину, видимость горизонта, слои, в которых самолет «болтал».

В «Руководстве для определения облачных форм» [188], изданном в 1930 г. Облачной комиссией ГГО под редакцией Молчанова, были приведены уже довольно подробные «Замечания для наблюдений за облаками во время полета» и даже предложена особая таблица для записи этих наблюдений. Здесь мы находим и первую попытку дать классификацию форм облаков, наблюдаемых сверху. Ряд фотографий облаков сверху, хотя

и без какой-либо классификации, был приведен также в Международном атласе облаков 1932 г. [265].

В 1934 г. Институт аэрорфлота начал организацию как горизонтальных зондирований атмосферы по некоторым трассам, так и вертикальных зондирований в Москве. В «протоколах», которые составлял бортаэролог при полете, облачные слои, дымка и туман, дальность видимости, болтанка и многое другое описывалось очень подробно: при публикации к ним присоединялись и краткие описания синоптической обстановки, позволяющие легко выделить фронтальную, внутримассовую и т. д. облачность. В отличие от прежних времен, полеты проводились и в плохую погоду: например, из 140 полетов 1935 г. 38 было сделано при 9—10 баллах нижней облачности. Вскоре после этого, с 1938 г. начались систематические зондирования ЦАО, продолжающиеся и по настоящее время и собравшие обширный материал макроскопических, а позднее и микроскопических наблюдений за облаками.

Современный самолет может поднимать многочисленные, иногда довольно тяжелые и сложные приборы вместе с несколькими наблюдателями. Он может производить вертикальное и горизонтальное зондирование по указанию наблюдателя, выполнять разрезы атмосферы по различным направлениям, уходить далеко от места старта, приспособляя режим полета и способ наблюдения к особенностям данного типа облаков. Записи температуры и влажности, сделанные самолетным метеорографом, детальнее и надежнее, чем, например, данные радиозонда.

Ранее для зондирования применялись легкие самолеты малой скорости, не требовавшие большого и хорошо оборудованного аэродрома (например, прежние самолеты «ПО-2», «Р-5» и др.). Затем им на смену пришли машины типа «Дуглас» или «ИЛ-12», удобные для организации наблюдений до высоты $5\frac{1}{2}$ — $6\frac{1}{2}$ км, но связанные уже с хорошим аэродромом и более дорогие в эксплуатации, со скоростями до 250—350 км/час.

Военные действия во время второй мировой войны, а затем многочисленные исследования Арктики и Антарктики привели к широкому развитию самолетной разведки погоды, другими словами, к развитию горизонтально-вертикального зондирования атмосферы. Такое зондирование позволило изучить и явления, не освещаемые синоптической картой: зоны турбулентности, распределение верхних облаков и пр. При полетах самолетов были открыты и изучены струйные течения и их типичные облака. Особо интересными оказались зондирования тропических ураганов, начавшиеся в 1944 г. при помощи тяжелых самолетов с большим запасом прочности, например «В-24».

Такие зондирования, конечно, сопряжены с большим риском и опасностью. Так, например, данные разведки урагана и о Гуам 29/IX 1945 г. позволили составить как бы часть синоптической карты за 5 час. местного времени этого дня. На ней были видны

характерные спиральные линии мощно-кучевых облаков. На разрезе вдоль линии полета было ясно показано, как самолет, например между 2 ч. 00 м.—2 ч. 30 м. и между 4 ч. 00 м. и 4 ч. 30 м., пересекал внутренние фронты тропического урагана.

Так были получены и детальные сведения о строении облачности и «глаза бури» в ураганах, и об огромном нагревании в нем (до $+16^\circ$ на высоте 5 км!). Эти самолетные наблюдения, хотя и немногочисленные, дали не меньше для понимания природы ураганов, чем предыдущие наземные наблюдения в течение целого столетия.

В СССР самолетную летающую лабораторию широко применил, начиная с 1953 г., Н. И. Вульфсон с сотрудниками для изучения тонкой термической структуры кучевых облаков и связанных с ними вертикальных воздушных течений [40]—[42]. Для этой цели он применял термометр сопротивления с тонкой медной [41] или вольфрамовой [25] проволокой, со специальным усилительным устройством, позволявшим вести запись температуры с помощью осциллографа в масштабе около 2 мм/сек. Точность термометра была около $0,01^\circ$, постоянная времени при скорости 70 м/сек. — около 0,03 сек. Для наблюдений в облаках он снабжался специальной каплеотбойной защитой. Параллельно велись наблюдения по пьезокварцевому акселерографу, с инертной массой в 1,7 кг, с точностью записи до 0,01 г/мм, позволяющему отмечать колебания с частотой до 35 гц. Получаемые таким образом очень тонкие записи указали, в частности, на тесную прямую связь восходящих токов с положительными отклонениями температуры. Эти наблюдения позволили сделать важные выводы об условиях образования кучевых облаков в восходящих струях, о размерах и распределении струй в облаке, величине перегрева в них и пр. (см. гл. IV).

Весьма широкий круг вопросов изучается в настоящее время при помощи самолетного зондирования в Англии, где для этого в распоряжении Метеорологической службы имеется на аэродроме в Фарнборо подразделение из 4 самолетов «Гастингс». Они имеют скорость до 75 м/сек. и предназначены как для наблюдений в верхней тропосфере и нижней стратосфере (измерение влажности, озона, струйных течений и турбулентности вне облаков), так и для исследования фронтов и физики облаков. Самолеты оборудованы несколькими типами термометров, приборами с двумя нагретыми проволоками для наблюдения поперечных порывов ветра, измерителями обледенения с вращающимся диском (охлаждаемым жидким азотом, в частности, для наблюдения водности при $t > 0^\circ$), выдвигающимся заборником капель, измерителем водности с нагретой проволокой, акселерометром и т. д., а также имеют устройство для ввода внешнего воздуха для определения влажности, улавливания кристаллов и пр. [499].

Одним из результатов наблюдений этой летающей лаборатории было установление природы конвекции в виде отдельных «пузырей» (см. гл. IV), зарождающихся в большом числе в приземном слое и собирающихся в группы на большой высоте, близ уровня конденсации. Эта схема выяснилась, в частности, при наблюдении турбулентности, то очень резкой, то прерываемой многими спокойными периодами (интервалами). Оказалось также, что с приближением к облакам продолжительность спокойных интервалов несколько уменьшается, перегрузки возрастают до 1 г, возникают как бы длинные волны температуры, длиной порядка 1,5 км, — возможно, элемент ячейковой конвекции. Большие затруднения в обработке данных вызывает различная инерция указателя скорости, альтиметра и термометра, а также обледенение приборов, оседание на них капель облаков и испарение последних.

Напомним также, что уже при скоростях 250 км/час. начинает сказываться тепло торможения, т. е. вызванное сжатием воздуха и трением нагревание, достигающее величины $\Delta T = 3,87 \cdot 10^{-5} v^2$.

Оно искажает показания термометра и гигрометра, вызывает частичное таяние намерзших (например, при измерении влажности) капель и их испарение и т. д., словом, заметно мешает всем облачным наблюдениям.

Современные скоростные и высотные самолеты привлекают аэролога прежде всего достигаемыми ими высотами — до 28 км. Высотные самолеты позволяют уже изучать детально строение перистых облаков и макроскопических черт строения облачных систем. Существенные неудобства для наблюдения с них представляет, однако, огромное нагревание, достигающее до 30° при скорости 900 км/час, а также наличие герметической кабины.

§ 75. ФОТОГРАФИРОВАНИЕ ОБЛАКОВ

Общие приемы фотографирования

Фотография была применена к изучению облаков уже в конце XIX в. Первый «Международный облачный атлас» 1896 г. включал 28 цветных литографий, большинство которых было сделано по подлинным, очень хорошим фотографиям. Небольшой облачный атлас издал у нас в 1917 г. В. В. Кузнецов, а в упомянутом выше Руководстве для изучения облачных форм ГГО (1930 г.) было помещено уже 85 фото облаков, в том числе снятых сверху, а также фото серебристых облаков. Большинство их было сделано советскими аэрологами В. В. Кузнецовым, П. А. Молчановым, И. Б. Срезневским и др. В 1932 г. появился и новый «Международный облачный атлас» из 174 таблиц: цветные литографии в нем, однако, были сделаны с черно-белых, а не с цветных фото. Последние широко входят в практику

аэрологии лишь в настоящее время, в частности, они использованы в большом числе в новом «Международном атласе облаков» 1956 г. [264] и в советском «Атласе облаков» 1957 г.

Для фотографирования облаков ранее применялись камеры большого формата, например 13×18 или 18×24 см. Но сейчас они в большей мере уступили место малоформатным камерам типа «ФЭД» или «Лейка» с $f=50$ мм, легким, простым и быстрым в работе.

При съемке следует применять светло-желтый (при чистом небе) или желто-оранжевый (при дымке или беловатом небе) светофильтры, ортохроматическую или панхроматическую пленку. Светофильтры нужны также для выделения деталей наиболее трудных для съемки плотных серых облаков. Густые, например красные, светофильтры, применяемые с инфракрасной пленкой, преувеличивают контрасты на изображении, что полезно лишь при съемке очень тонких перистых облаков и при фотограмметрии, где нужно различать очень мелкие детали.

Иногда применяют поляризационные фильтры (поляриды), поскольку свет неба поляризован, а свет облаков нет. Поворачивая фильтр, можно менять при этом степень контраста: поляроид, почти не меняющий цвет, может применяться и при цветной съемке.

Цветное фото сейчас все больше применяется при съемке облаков; в частности, оно одно может передать вид облаков при вечернем освещении. О технике цветной съемки мы здесь не имеем возможности говорить.

Фотографирование всего неба

Главным недостатком большинства современных фотоаппаратов при съемке облаков является малое поле зрения (например, $30 \times 18^\circ$ у ФЭДа). Даже для съемки обычного Св приходится делать 2—3 фото, а для характеристики, например, связи облачности с рельефом местности надо делать панораму из 6—10 снимков или пользоваться специальным панорамным аппаратом.

Этот недостаток впервые был устранен в камере Хилла с углом зрения 180° . Она имела несклеенный трехлинзовый объектив («Рыбий глаз») с $f=40$ мм, с диафрагмами в 1—2—3 мм: он дает на пластинке 11×8 см изображение всего небесного свода [387]. Эта камера не получила большого распространения.

Позднее был предложен гораздо более простой способ — фотографирование всего небесного свода одновременно в сферическом зеркале с помощью любого фотоаппарата. Впервые этот способ описал и систематически применил на практике И. Георги [377], используя как зеркало посеребренный, изнутри стеклянный шар диаметром 35 см, над которым на расстоянии 50 см

располагался фотоаппарат «Лейка». Сходный прием недавно описал Аркс [262]. Он, однако, не изложил теории метода.

Предположим, что оптическая ось фотоаппарата направлена вертикально вниз вдоль AO (рис. 143) и проходит через центр O выпуклого сферического зеркала с радиусом кривизны R . Пусть в точку R падает луч под углом ζ к вертикали BB' , такой, что после отражения он попадает в объектив фотоаппарата в A под

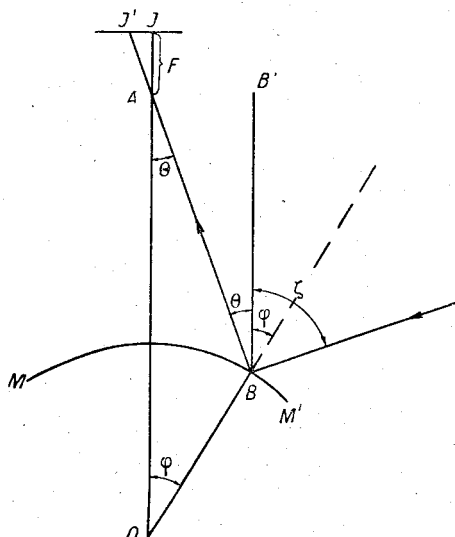


Рис. 143. Схема фотографирования небесного свода в сферическом зеркале.

углом Θ к вертикали AO . Очевидно, что зенитное расстояние ζ равно (обозначая центральный угол $AOB = \varphi$)

$$\zeta = 2\varphi + \Theta. \quad (75.1)$$

Если обозначить через L расстояние OA , а через F — фокусное расстояние фотоаппарата, то

$$\frac{\sin \Theta}{R} = \frac{\sin(\Theta + \varphi)}{L} \quad \text{или} \quad \mu \sin \Theta = \sin(\Theta + \varphi), \quad (75.2)$$

где $\mu = \frac{L}{R}$.

Из (75.1) и (75.2) получаем:

$$\begin{aligned} \varphi &= \arcsin(\mu \sin \Theta) - \Theta, \\ \zeta &= 2 \arcsin(\mu \sin \Theta) - \Theta. \end{aligned} \quad (75.3)$$

Расстояние l соответствующей точки изображения I' от его центра I будет равно $II' = F \operatorname{tg} \Theta$. В табл. 77 приведена для различных μ величина ζ в функции от $\operatorname{tg} \Theta$. Она позволяет опреде-

лечь ζ точки облака по расстоянию его изображения от центра фотографии. Таблица показывает, что вблизи центра l пропорционально ζ , но что на краях фото изображения сжаты по вертикали (одинаковым Δl соответствуют большие $\Delta \zeta$).

Таблица 77

Зенитные расстояния ζ точек небесного свода в функции $\operatorname{tg} \theta = \frac{l}{F}$, где l — расстояние от центра изображения, F — фокусное расстояние объектива; значения θ_0 и φ_0 для изображения горизонта $\zeta = 90^\circ$

tg θ	μ			
	2,0	3,0	3,5	4,0
0	—	—	—	—
0,02	3°26'	5°43'	6°53'	8°2'
0,04	6 53	11 29	13 47	16 6
0,06	10 20	17 16	20 46	24 17
0,08	13 47	23 6	27 54	32 38
0,10	17 15	29 1	35 09	41 12
0,12	20 44	35 3	42 29	50 5
0,14	24 14	41 12	50 06	59 24
0,16	27 45	47 31	58 03	69 18
0,18	31 18	54 02	66 24	80 4
0,20	34 52	60 47	75 25	92 2
0,22	38 30	67 52	85 08	
0,24	42 9	75 22		
0,26	45 52	83 28		
0,28	49 37	92 17		
0,30	53 27			
0,32	57 22			
0,34	61 23			
0,36	65 29			
0,38	69 44			
0,40	74 7			
0,42	83 34			
0,44	88 42			
0,46	94 13			
θ_0	24 56	15 22	12 55	11 8
φ_0	32 32	37 19	38 32	39 26

Этот эффект искажения нетрудно исследовать детальнее. Рассмотрим связь между изменениями ζ и $\operatorname{tg} \theta$, характеризующую размер изображения в той или иной части фото.

Дифференцируя второе уравнение (75.3) с учетом (75.2), легко найдем

$$\frac{d\zeta}{d\theta} = \frac{2\mu \cos \theta}{\cos(\theta + \varphi)} - 1. \quad (75.4)$$

Кроме того $dl = \frac{F d\theta}{\cos^2 \theta}$ и окончательно

$$F \frac{d\zeta}{dt} = \left(\frac{2\mu \cos \theta}{\cos(\theta + \varphi)} - 1 \right) \cos^2 \theta. \quad (75.4')$$

В табл. 78 приведены значения масштаба $F \frac{d\zeta}{dt} = M$ для области близ зенита (где $\zeta = \theta = 0$, $M = M_0$) и близ горизонта, где $\zeta = 90^\circ$, $\theta = \theta_0$, $M = M_{90}$ и где, как легко показать,

$$\frac{d\zeta}{d\theta} = 4\mu \cos \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\theta_0}{2} \right) - 1. \quad (75.4'')$$

Таблица 78

μ	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5
θ_0	24°56'	19°1'	15°22'	12°55'	11°07'	9°48'
M_0	3,0	4,0	5,0	6,0	7,0	8,0
M_{90}	5,74	7,14	8,54	9,95	11,40	12,81
$\frac{M_{90}}{M_0}$	1,915	1,785	1,709	1,658	1,628	1,601

Таким образом, на фото облака близ горизонта оказываются сжатыми по вертикали в 1,9—1,6 раза. Искажение меньше при



Рис. 144. Фото небесного свода 11/IX 1957 г. Ущелье Азау.

большем подъеме аппарата над зеркалом. Заметим, что для фотоаппаратов с углом зрения порядка $40 \times 26^\circ$ нужно брать μ не менее 3,5, т. е. помещать аппарат не менее чем на $2,5R$ над зеркалом.

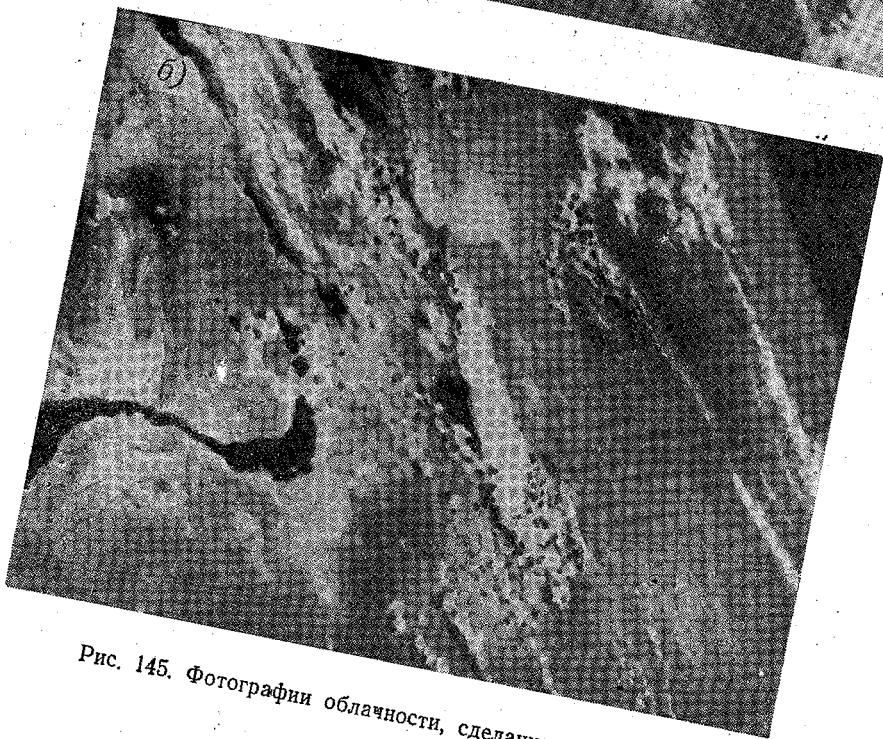
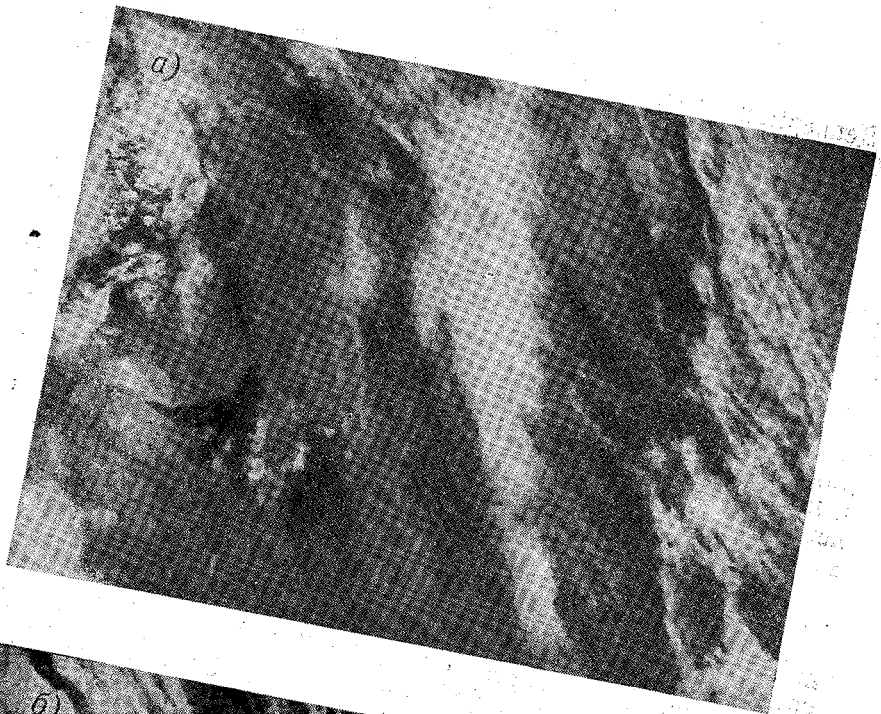


Рис. 145. Фотографии облачности, сделанные с ракеты.

Депперман, также применявший прибор Георги, рассчитал [329] форму зеркала, дающего на фотографическом изображении расстояние от центра, точно пропорциональное угловому зенитному расстоянию.

В период проведения Международного геофизического года (1957—1958 гг.) метод сферического зеркала с некоторыми усовершенствованиями (применение второго, малого, зеркала, отражающего изображение неба в фотоаппарат) был широко применен А. И. Лебединским в СССР и Хейни-Гринштейнем и Стоффрегенем за рубежом для фотографирования полярных сияний.

В 1956 г. А. Ф. Дюбюк и Т. И. Бибикова впервые систематически применили фотографирование неба в выпуклом зеркале для наблюдения за эволюцией местных облаков в горной стране и на побережье. На рис. 144 приведена типичная фотография небесного свода, полученная ими таким способом. Недостатком метода является наличие на каждом фото изображения фотоаппарата и экрана, которым приходится при съемке закрывать солнце.

Большой интерес представляют фотографии, сделанные с ракет. Опыты фотографирования облаков с ракет с большой высоты были сделаны уже в 1947—1949 гг. [323]. При этом значительная скорость полета (требующая короткой экспозиции), необходимость покрыть фотографиями большую часть нижней полусферы и, главное, получить после падения ракеты невредимыми пленки создали огромные технические трудности. Уже первые опубликованные фотографии, полученные 7/III 1947 г. над США с высот 139—162 км, показали, что таким образом можно получить картину облачности в радиусе до 1540 км, ее зависимость от условий местности, орографии и т. д. (рис. 145).

Последующие фото (см., например, в книге Койпера «The earth as a planet») показали, как выглядят сверху большие облачные системы, массы перистых облаков и т. д.

§ 76. НАБЛЮДЕНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ ОБЛАКОВ

Методика наблюдения фаз воды

Наличие жидкой, переохлажденной или кристаллической фазы воды, или их сочетания очень важно для процессов развития облаков и образования осадков.

По внешнему виду издали можно довольно часто отличить капельные облака от кристаллических — более прозрачных и имеющих волокнистое, как бы растрепанное строение.

При полете в облаках при $t < 0^\circ$ существование переохлажденных капель обнаруживается прежде всего по обледенению самолета (крыльев, антенны, стекло кабины и пр.). Следует помнить только, что более мелкие капли ($r < 6\mu$) не оседают

на крыле и не дают обледенения. Кроме того, тепло торможения, повышающее температуру на $\Delta T = 3,87 \cdot 10^{-5} V^2$, также препятствует обледенению при температурах немного ниже 0° даже при наличии крупных переохлажденных капель. Капли обнаруживаются также по появлению глорий вокруг тени самолета на облачном покрове. Улавливание на пластинку, покрытую маслом, позволяет (под микроскопом) надежнее всего установить наличие капель и кристаллов. Присутствие последних отмечается как по характерному мерцанию их в облаке, так и по появлению гало, нижнего или побочных солнц. Иногда одно только гало подтверждает, что самолет летит в перистых облаках, почти не различимых невооруженным глазом.

Улавливание капель

Улавливание капель — взятие облачных проб — производится с самолета, аэростата (свободного или привязного) с помощью приборов, сбрасываемых на парашютах, а при наземных наблюдениях — в горах, с вышек и башен. Заметим, что уже вышка в 25 м исключает возможное влияние земной поверхности на осаждение и распределение капель.

На рис. 146 представлены схемы применяемых в разных странах приборов для улавливания облачных капель, иногда называемых заборниками или ловушками. Мы не будем здесь описывать некоторые более старые конструкции, как, например, капельный пистолет Дима [335] или каскадный импактор Мей [487], хотя они сыграли определенную роль в развитии последующих конструкций.

На рис. 146 а изображена схема воронки Хагемана [381], предложенной этим автором в 1936 г. и приспособленной позднее А. М. Боровиковым [17] для аэростатных исследований и В. А. Зайцевым — для наблюдений на земле. При полете на аэростате облачный воздух всасывался ручным насосом в прибор в момент наблюдения. Выходящая из воронки струя, имеющая диаметр 5 мм и скорость 12—16 м/сек., осаждала капли на покрытую маслом пластинку.

Самолетный заборник капель, сконструированный в ЦАО в 1950 г., состоит из цилиндра (рис. 147) диаметром 55 мм, который через особый фланец может выдвигаться на 40 см над фюзеляжем самолета. В верхней части он срезан почти по диаметру. На срезе, обращаемом навстречу ветру, имеются три щели шириной 2, 4 и 8 мм. За ними при помощи спускового приспособления перемещаются с определенной скоростью три пластинки (предметных стекла), покрытых маслом; экспозиции пластинок соответственно равны 0,05, 0,1 и 0,2 сек. После экспонирования цилиндр быстро убирается в самолет и пластинки фотографируются под микроскопом с увеличением от 120 до

300. Для избежания вибраций микроскоп приходится подвешивать на амортизаторах.

В Эльбрусской экспедиции Академии наук в 1951 г. А. В. Чудайкиным и Л. М. Левиным были разработаны два типа лову-

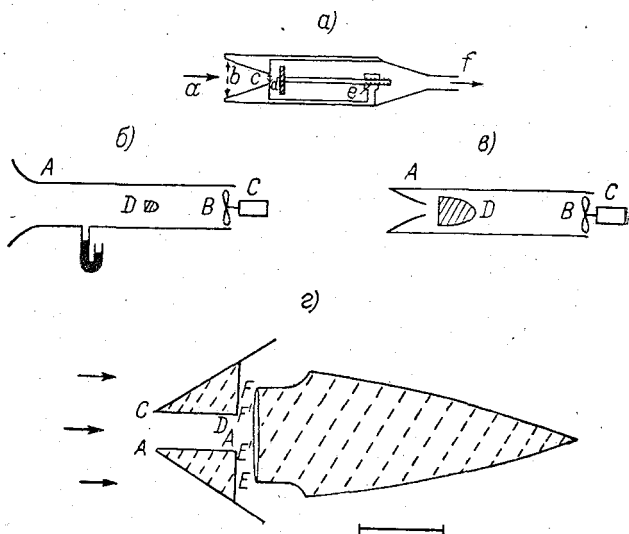


Рис. 146. Схемы улавливателей капель.

a — воронка Хагемана, *б* — поточная ловушка А. В. Чудайкина и Л. М. Левина, *в* — струйная ловушка тех же авторов, *г* — заборник Фриса.

шек — поточная (рис. 146 б) и струйная (рис. 146 в) для наземных наблюдений.

В струйной ловушке в пластинку ударяет сравнительно узкая постоянная (в отличие от возникающей в воронке Хагемана)

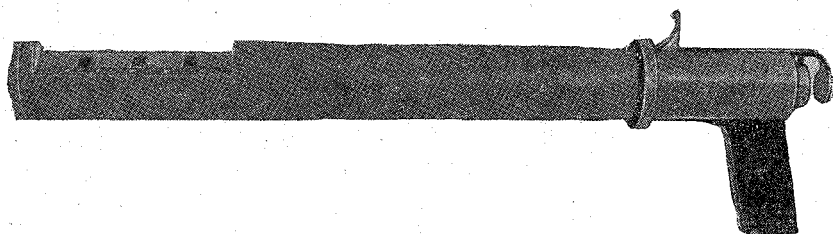


Рис. 147. Самолетный заборник ЦАО.

струя воздуха. В систематическое употребление вошла поточная ловушка (рис. 146 б), где вентилятор *B* создает постоянный однородный поток воздуха, всасываемого в раструб *A*. Затвор

с щелью $7,5 \times 6$ мм помещен на расстоянии 100 мм от конфузора. Экспозиция достигает 0,5 сек. и более при скорости всасывания 10—20 м/сек. Ценным нововведением была также линейка для счета капель разных диаметров на экране, куда проектируется изображение капель с общим увеличением 2000. На линейке через 4 мм имеются контакты, замыкаемые подвижным контактом и соединенные каждый со счетчиком (аналогичным счетчику телефонных разговоров). Это позволяет значительно ускорить весьма трудоемкую операцию обработки фотографий.

На рис. 146 г изображена схема английского прибора Фриса [369], где воздух забирается в трубку САВО благодаря аэродинамическому подосу. Диафрагма, не показанная на рисунке, открывает пластинку EF на 0,01 сек. За это время при скорости самолета 80 м/сек. в CO засасывается около 250 см^2 воздуха. Автор считает, что улавливаются все капли с $r \geq 2,25 \mu$, и что для капель с $r=1,75, 1,25$ и $0,75 \mu$ коэффициент улавливания равен соответственно 0,9, 0,5 и 0,1. Таким путем он вводит поправки в наблюденное прибором число капель.

В приборе Скуайрса и Джилспая [587], применявшемся ими в Австралии, капли улавливаются на стеклянный стержень диаметром 3 мм и длиной 25 см, выдвигаемый с помощью сильной пружины на 0,03 сек. в поток облачного воздуха на расстояние 26—29 см от обшивки самолета. При этом фактическое время экспозиции разных частей стержня меняется от 0 до 0,028 сек. Во вращающемся магазине имеется 10 таких стержней, покрытых окисью магния. Десять проб можно взять за 30 сек., сменить магазин можно за 40—50 сек.

Браун и Виллет [304] описали ловушку, где длительность экспозиции регистрируется специальным электрическим устройством.

Брен и Потенье во Франции в 1943 г. [307] разработали метод электрического осаждения капель под действием коронного разряда. Они протягивали облачный воздух через горизонтальную трубку ($d=4$ см), по оси которой была натянута проволока, заряженная до 15 000 в. В нижнюю часть трубки была вделана приемная кювета с тонким слоем масла, под которой располагалась тонкая проволока, заряженная до 2000 в. В поле разряда капли приобретают за 0,2 сек. предельный заряд $Q=Er^2$ (где E — напряжение поля) и влиянием поля «вбиваются» в слой масла. Прибор этот применялся в поземных туманах. Большое его преимущество состоит в том, что коэффициент улавливания равен всегда единице. Для наблюдений на самолете прибор несколько опасен вследствие наличия высокого напряжения.

Весьма своеобразный метод улавливания мелких частиц, в частности также и ядер конденсации, предложил во Франции в 1946 г. Дессан [330]. Он состоит в улавливании частиц на сетку из тонких (диаметром всего $0,01 \mu$) паутиных нитей, на-

тянутую на небольшую рамочку. Последнюю можно приводить в движение с необходимой скоростью; благодаря малости диаметра нитей коэффициент улавливания для них близок к единице. Этим способом Дессан нашел, что в дымке, наблюдавшейся в воздухе сельской местности при ясной погоде и при влажности 40—50%, имелись многочисленные мелкие капли (см. табл. 79), не улавливаемые другими способами.

Таблица 79

r	$\geq 0,10$	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7
Число частиц в 1 см^3	100	46	30	14	7	2	1

При высыхании этих капель на паутинках удавалось наблюдать кристаллизацию из них NaCl.

Приемные поверхности

При улавливании капель применяются предметные стекла и специальные круглые пластинки $d \approx 1$ см, утопленные на 0,1—0,2 мм в пластинку из пластмассы, — их покрывают тонким слоем масла, окиси магния, мелкой сажи или слоем желатина с некоторыми химическими примесями.

Используется чаще всего смесь трансформаторного масла и вазелина в такой пропорции, чтобы она была достаточно вязкой при температуре облака. Поскольку такое масло несколько растворяет воду, фотографии капель необходимо делать быстро — через 10—15 сек. Применялось также ореховое (в смеси с глицерином) и касторовое масло, а в последнее время и силиконовое масло, инертное и не соединяющееся с водой [304].

Мей [487], Фрис [369] и др. наносили на пластинку слой окиси магния (проводя ее над пламенем горячей ленты магния) с диаметром частиц около $0,5\mu$ и наблюдали на нем диаметры d_k «кратеров», образующихся при ударах капель. Опыт показал, что диаметр капли приблизительно $d = 0,85d_k$. Мей, Лиддел и др. полагали, что данный метод не пригоден для наблюдения малых частиц с $r < 5\mu$, а Фрис применял соотношение $d = 0,85d_k$ и для более мелких капель. К сожалению, формы кратеров бывают часто неправильными, а края их нечетки.

Улавливание частиц на слой сажи, покрытой тонким налетом белой окиси магния, экспериментально изучили Г. Д. Саламандра и И. М. Набоко [189]. При тонком (толщиной менее диаметра капель) слое сажи отношение диаметров отпечатка d'

и капли d равно $\frac{d'}{d} = 0,77We^{\frac{1}{5}}$, где критерий Вебера $We = \frac{\rho d v^2}{\alpha}$,

и где ρ — плотность вещества капли, v — ее скорость, α — коэффициент поверхностного натяжения. Капли с $r = 250—400\mu$ при

скорости 5—7 м/сек. оставляют на толстом слое сажи (толщиной в 1,5—2,0d) отпечаток $d'=d$. Мелкие частицы, по размерам соответствующие облачным каплям, при этом не изучались.

Сиваджан [580] предложил получать отпечатки облачных капель на слое желатина, содержащем двойную иодистую соль ртути и серебра (так называемые гидрофотографические пластинки).

Фарлоу [356] применял пленку, к которой примешан AgNO_3 с небольшим количеством буферной перекиси водорода H_2O_2 . Капли чистой воды оставляют на пленке кратеры, а капли, содержащие хлориды (NaCl , MgCl_2), образуют хлористое серебро, чернеющее затем на свету и создающее более или менее темные пятна. Таким способом может быть определен не только размер, но и оценена концентрация солей в капле.

Ровинский [187] предложил способ изготовления пластинок, на которых желатиновый слой содержит мельчайшие частицы бихромата серебра и иодистого натрия: на них чистые капли дают белые отпечатки, а «соленые» — темные.

Методика улавливания кристаллов

При улавливании и фотографировании кристаллов в ледяных и смешанных облаках встречается ряд трудностей. Вследствие большой скорости самолета ударяющиеся о пластинку кристаллы ломаются, а при фотографировании они обтаивают из-за тепла, излучаемого окружающими предметами — наблюдателем и осветительным прибором.

Вейжман [621] улавливал кристаллы на открытом самолете на пластинку из плексигласа, покрытую цапоновым лаком, и фотографировал их с экспозицией в 0,5 сек. Он фотографировал также отпечатки, оставленные кристаллами на лаке.

А. М. Боровиков [18] применял особый диффузор в виде труба длиной 52 см с входным отверстием диаметром 14 см и выходным — 4 см, в котором скорость уменьшалась до 6—7 м/сек. Пластинки, покрытые раствором перхлорвинила в дихлорэтано, экспонировались в течение 0,5—1 мин. и затем фотографировались, обычно при боковом освещении. Полученные таким образом фото мы уже приводили в § 58. А. Д. Малкина получила реплики ледяных кристаллов на пленке раствора метилметакрилата.

Теория улавливания капель

Как мы упоминали выше, при анализе спектров облачных капель необходимо знать эффективность улавливания капель данного размера в данном приборе. При этом необходимо отдельно рассматривать улавливание потока воздуха во входную трубу или щель прибора и отдельно — улавливание капель на пластинку, цилиндр и т. п., на которые капли оседают.

В первом случае весьма важно, чтобы в потоке воздуха, входящем в прибор, распределение скоростей возможно меньше нарушалось. Это — так называемое условие изокинетичности. К сожалению, как это будет показано ниже, принципиально невозможно сохранить прямолинейность движения и неизменность скорости потока, в который помещено то или иное улавливающее приспособление (всасывающее устройство).

Предположим, что поток воздуха, в бесконечности однородный и имеющий скорость u_∞ , содержит в 1 см^3 n_∞ капель, имеющих радиус r и массу m . Рассмотрим движение капель около некоторого тела, на которое набегают этот облачный поток, причем на поверхности тела могут иметься некоторые «стоки» — отверстия или щели, куда воздух засасывается искусственно. Уравнения движения малой капли тогда запишутся в виде

$$m \frac{du}{dt} = 6\pi r \mu (u' - u), \quad m \frac{dv}{dt} = 6\pi r \mu (v' - v), \quad (76.1)$$

где u и v — составляющие скорости капли \vec{v} , а u' и v' — составляющие скорости воздуха \vec{v}' . При этом мы предположили, что на каплю действует сила сопротивления воздуха (стоксова сила), равная $F = 6\pi r \mu (\vec{v}' - \vec{v})$, где μ — коэффициент вязкости воздуха. В качестве краевого условия можно написать, что $u = u_\infty$ и $v = 0$ при $x = -\infty$. Для более крупных капель, для которых разность скоростей $(\vec{v}' - \vec{v})$ может вблизи тела достигать значительной величины (большей, чем в случае свободного падения капель), в величину F , как показал И. П. Мазин [134], нужно ввести дополнительный множитель $B = (1 + 0,17 \text{Re}_0^{\frac{2}{3}})$. Здесь $\text{Re}_0 = \frac{2r\rho_a |\vec{v}' - \vec{v}|}{\mu}$. В этом смысле малыми можно считать капли, для которых $\text{Re}_0 \ll 1$.

Предположим, что обтекаемое тело характеризуется некоторым размером l_0 . Вводя безразмерные координаты $\xi = \frac{x}{l_0}$, $\eta = \frac{y}{l_0}$, $\tau = u_\infty \frac{t}{l_0}$ с учетом B , систему (76.1) перепишем в форме

$$\ddot{\xi} = \frac{1}{P} B (\xi' - \xi), \quad \ddot{\eta} = \frac{1}{P} B (\eta' - \eta), \quad (76.1')$$

где $P = \frac{m u_\infty}{6\pi r \mu l_0}$ и где точка над буквой обозначает дифференцирование по τ .¹

¹ Можно считать, что все приводимые рассуждения о капле и уравнение (76.1) относятся и к кристаллу, у которого масса m и сила сопротивления воздуха F равны таковым для капли.

В систему (76.1') нужно ввести выражения для ξ' и η' для потока, обтекающего тело данной формы. Интегрировать ее после этого почти во всех известных случаях приходится приближенным или числовым методом. Только в одном случае — при сверхзвуковом потоке, натекающем под нулевым углом атаки на клинообразное тело, — удалось получить интегралы (76.1') и все необходимые выводы из них в аналитической форме [134], [576].

При засасывании исследуемого воздуха в узкую трубку можно рассматривать вход в нее как точку стока с расходом Q см³/сек. На рис. 148 представлены вычисленные Л. М. Левиным [125] путем решения (76.1') траектории очень малых

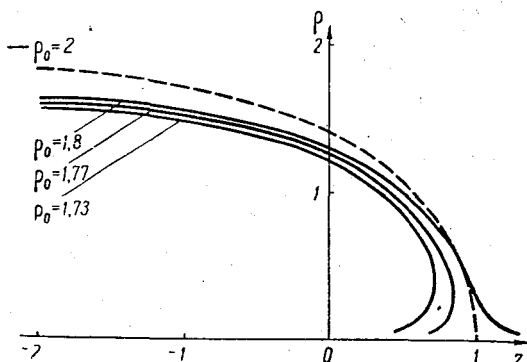


Рис. 148. Траектория капель, улавливаемых заборником (по Л. М. Левиному).

($m=0$, $P=0,25$) капле близ стока. Те капли, чьи траектории лежат ниже сепаратрисы — — —, попадают в точку стока 0. Траектории капле, у которых $P=0,25$ (в данном случае $l_0 = \sqrt{\frac{Q}{4\pi n_0}}$) искривлены из-за инерции меньше; сепаратриса, отделяющая попадающие в сток капли, лежит ниже, и в сток проникает меньше капле, чем в предыдущем случае при $P=0,25$. Левин нашел, что при этом отношение концентрации капле n_0 в воздухе, попадающем в сток, к начальной n_∞ будет равно

$$\frac{n_0}{n_\infty} = 1 - 0,8P + 0,08P^2 \dots \quad (76.2)$$

Это значит, что при небольших P величина n_0 будет уменьшаться с ростом массы капле и скорости потока и с уменьшением расхода воздуха Q в улавливающем приборе. Кроме того, удалось показать, что внутри трубки концентрация капле

вблизи ее оси будет больше, чем в невозмущенном воздухе, и станет убывать к стенкам, хотя численную оценку этого эффекта еще не удалось сделать.

Для потока, входящего в узкую щель, Левин получил сходное выражение

$$\frac{n_0}{n_\infty} = 1 - 0,451P - 0,148P^2 \dots, \quad (76.2')$$

где в P входит величина $l_0 = \frac{Q}{2\pi u_\infty}$, а под Q подразумевается расход воздуха на единицу длины щели.

Уже простое рассмотрение рис. 148 и уравнений (76.2) и (76.2') показывает, что понятие изокинетичности едва ли имеет смысл. Добиться того, чтобы во всасывающее устройство входил невозмущенный поток, невозможно.

Рассмотрим теперь механизм и эффективность улавливания капель на пластинки, полуцилиндры и т. д., помещенные в поток, в бесконечности ламинарный и имеющий скорость u_∞ . При этом мы пренебрежем, как и ранее, силой тяжести, т. е. скоростью седиментации капель v^* . Впрочем, ее можно учесть, выбрав в качестве оси прямую, наклоненную к горизонту под малым углом $\varphi = \arctg \frac{v^*}{u_\infty}$. В качестве ξ' и η' мы подставим

в (76.1') выражения слагающих скоростей потока, обтекающего пластинку, полуцилиндр и т. д.

Поле траекторий капель (взвешенных частиц) обладает при этом одним важным свойством, которое указал впервые в 1951 г. А. М. Яглом [134]. Рассчитаем величину циркуляции скорости Γ по контуру, связанному с частицами. По теореме Томсона, изменение Γ со временем $\frac{d\Gamma}{dt}$ равно циркуляции ускорения по этому контуру, движущемуся с частицами. Из (76.1') находим, что циркуляция ускорения равна

$$\frac{d\Gamma}{dt} = \oint \frac{dv}{dt} ds = \frac{6\pi r\mu}{m} \oint (\vec{v}' - \vec{v}) ds.$$

Но в силу потенциальности потока воздуха $\oint \vec{v}' ds = 0$

и

$$\frac{d\Gamma}{dt} = -K \oint \vec{v} ds = -K\Gamma, \quad (76.3)$$

где $K = \frac{9\mu}{2r_0^2}$. Отсюда следует, что $\Gamma = \Gamma_0 e^{-Kt}$.

Вдали перед обтекаемым телом $\vec{v}' = \vec{v}$, т. е. циркуляция $\Gamma_0 = 0$. Поэтому во всех точках пространства $\Gamma = 0$. Траектории частиц,

следовательно, являются линиями тока некоторого потенциального потока, хотя и отличного от потока воздуха \vec{v} . Они нигде не пересекаются, расходятся обратно пропорционально уменьшению скорости, и наоборот. «Плотность» траекторий капель в данной точке пространства зависит от формы и размеров обтекаемого тела, и, следовательно, всякое тело, движущееся в облаке, искажает концентрацию капель в окружающем его пространстве. Искажение это разное для капель различных радиусов.

Чтобы использовать тело данной формы (пластинку, полуцилиндр, цилиндр, полутело и пр.) в качестве улавливающего прибора, надо знать величину коэффициента улавливания E для различных участков поверхности тела в функции от P .

Можно показать прежде всего, что существует некоторое наименьшее критическое значение $P_{кр}$, такое, что при $0 < P < P_{кр}$ $E=0$ и капли не оседают на тело.

Впервые это доказал в 1940 г. Тэйлор [595]¹ упрощенным образом для гиперболического поля скоростей близ критической точки потока, для которого можно приближенно принять $u_{\xi} = -a\xi$, $u_{\eta} = a\eta$. Подставляя в (76.1) и рассматривая движение капли вдоль оси ξ ($\eta = \eta = 0$), находим

$$\xi = Ae^{K_1\tau} + Be^{K_2\tau}, \quad (76.4)$$

где

$$K_1 = -\frac{1}{2P} (1 - \sqrt{1 - 4aP}), \quad K_2 = -\frac{1}{2P} (1 + \sqrt{1 - 4aP}).$$

Если в начальный момент $\tau=0$, $\xi = \xi_0$, $\dot{\xi} = -a\xi_0$, то

$$\xi = -\frac{a + K_2}{K_1 - K_2} \xi_0 e^{K_1\tau} + \frac{a + K_1}{K_1 - K_2} \xi_0 e^{K_2\tau}, \quad (76.4')$$

и легко показать, что при $P < \frac{1}{4a}$, когда корень $\sqrt{1 - 4aP}$ действителен, $K_1 - K_2 > 0$, а все величины K_1 , K_2 , $a + K_1$, $a + K_2$ отрицательны. Тогда второе слагаемое справа в (76.4') меньше по абсолютной величине, чем первое, и быстрее его приближается к 0. Это значит, что ξ не может обратиться в 0, т. е. при $P < \frac{1}{4a}$ капля никогда не достигнет тела: это может произойти лишь при $P = \frac{1}{4a}$. Действительно, полагая $\xi = 0$, уравнению

$$\frac{a + K_2}{a + K_1} = e^{-(K_2 - K_1)\tau}$$

можно удовлетворить, полагая

$$\sqrt{1 - 4aP} = 0 \quad \text{или} \quad P = \frac{1}{4a}. \quad (76.5)$$

¹ Независимо от Тэйлора соответствующий вывод позднее дал Л. М. Левин [122].

И. П. Мазин в 1957 г. показал [134], что значение $P_{кр}$, полученное из (76.5), справедливо не только при гиперболическом приближении, но и при реальном обтекании тел той или иной формы. Л. М. Левин рассчитал значение $P_{кр}$ [122] для ряда случаев осесимметричного обтекания, показав, что для шара

$$P_{кр} = \frac{1}{8}, \text{ для диска } P_{кр} = \frac{\pi}{16}, \text{ для эллиптического цилиндра } P_{кр} = \frac{1}{4(1+\alpha)}, \text{ где } \alpha \text{ — отношение осей его сечения.}$$

Для нас наиболее важны случаи кругового цилиндра, для которого $P_{кр} = \frac{1}{8}$, и плоской пластинки или бесконечной длиной ленты, когда $P_{кр} = \frac{1}{4}$.

Для $P > P_{кр}$ мы поясним схему расчета E на примере кругового цилиндра радиусом A . В этом случае

$$u_{\xi} = u_{\infty} \left(1 - \frac{A^2(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2} \right), \quad u_{\eta} = u_{\infty} \frac{2A^2xy}{(x^2 + y^2)^2}.$$

Полагая $\xi = \frac{x}{A}$, $\eta = \frac{y}{A}$, $\tau = u_{\infty} \frac{t}{A}$, напомним

$$\begin{aligned} \ddot{\xi} &= -\frac{1}{P} \left\{ \dot{\xi} - \left[1 - \frac{\xi^2 - \eta^2}{(\xi^2 + \eta^2)^2} \right] \right\}, \\ \ddot{\eta} &= -\frac{1}{P} \left\{ \dot{\eta} + \frac{2\xi\eta}{(\xi^2 + \eta^2)^2} \right\}. \end{aligned} \quad (76.6)$$

Разбивая траекторию на участки (см. [134]), можно для численного расчета предположить, что члены в квадратных скобках в (76.6) на каждом i -том участке постоянны. Обозначая их соответственно через C_i и D_i , перепишем (76.6) в виде

$$\ddot{\xi} = -\frac{1}{P} (\dot{\xi} - C_i), \quad \ddot{\eta} = -\frac{1}{P} (\dot{\eta} - D_i). \quad (76.6')$$

Тогда траектория на этом участке представится уравнением

$$\begin{aligned} \xi &= a_i' e^{-\frac{\tau}{P}} + C_i \tau + a_i'', \\ \eta &= b_i' e^{-\frac{\tau}{P}} + D_i \tau + b_i'', \end{aligned} \quad (76.6'')$$

где константы a_i' , a_i'' , b_i' , b_i'' находятся из начальных условий для этого участка. В расчетах, сделанных в ЦАО, обычно строили траектории от $x_0 = -7A$, т. е. $\xi_0 = -7$, для нескольких равноотстоящих точек $\eta_1, \eta_2, \eta_3, \dots, \eta_j \dots$ и разыскивали те точки (ξ^*, η^*) , в которых траектории встретят поверхность цилиндра. Контролем при этом может служить найденное выше правило о потенциальности потока капель и о связи между их скоростями и расхождением траекторий. Так можно определить плотность

осаждения капель на разные участки поверхности цилиндра. Крайняя, касающаяся цилиндра, траектория определит полный коэффициент захвата (улавливания). В табл. 80 приведены значения E для цилиндра при малых числах Рейнольдса Re .

Таблица 80

P	0,125	0,5	1	2	3	5	10	20	50	100
E	0	0,17	0,37	0,57	0,67	0,78	0,89	0,94	0,97	0,98

Для самых малых $P < P_{кр}$ (т. е. для малых капель и скоростей и для больших цилиндров) $E=0$ и улавливания не происходит: чем крупнее капля (чем меньше отклоняется ее траектория перед цилиндром) и чем больше скорость, тем ближе коэффициент улавливания к единице. Очень тонкие цилиндры, например паутинные нити, должны улавливать практически капли всех размеров.

С учетом поправки — множителя $B = (1 + 0,17Re_0^{\frac{2}{3}})$ (см. выше) — величина E будет зависеть также от Re_0 , уменьшаясь с ростом этого последнего.

Е. А. Новиков [165] рассчитал E для так называемого полутела, для которого

$$u_{\xi} = u_{\infty} \left(1 + \frac{x}{x^2 + y^2} \right), \quad u_{\eta} = u_{\infty} \left(\frac{y}{x^2 + y^2} \right). \quad (76.7)$$

Поток, описываемый (76.7), приблизительно соответствует тому, который имеет место в ловушке Эльбрусской экспедиции, где за пластинкой поставлен обтекатель. Был также рассчитан E для самолетного заборника капель ЦАО, для осевой части среза цилиндра, где помещаются предметные стекла [221]. На рис. 122 приведен соответствующий график для E , причем кривая 2 рассчитана для пластинки шириной 5 см и при скорости $u_{\infty} = 60$ м/сек.

Зная E , можно вводить поправки как в число капель, захватываемых цилиндром или пластинкой, так и в величину водности (см. § 77). Такие поправки вводили в спектр капель Скуайрс и Джилспай [587], Уорнер и Ньонхэм [616] и др. на основании расчетов E , сделанных Лэнгмюром и Блуджетв в 1946 г. без учета множителя B . Этот последний приняли во внимание Боровиков, Мазин и Минервин при обработке данных о спектрах и водности, приведенных в этой книге.

Заметим, что в некоторых случаях (см. например, [21]) в мелкокапельных облаках приборы захватывают капли, для которых заведомо $P < P_{кр}$. Это явление еще требует объяснения.

Оптические методы наблюдения капель и кристаллов

К наиболее старым, но сохраняющим и сейчас некоторое значение методам наблюдения размеров частиц облаков относится наблюдение венцов вокруг Солнца и Луны. Венцы эти видны в очень тонких облачных слоях [чаще всего в A_s или A_c , а также в перламутровых облаках (см. § 59) в виде концентрических цветных колец, из которых яснее всего видны красные и зеленые. Теоретически угловой радиус Θ n -го венца (максимума яркости] в монодисперсном облаке определяется соотношением

$$\sin \Theta = A_n \frac{\lambda}{2\pi r}, \quad (76.8)$$

где значения A_n выписаны в табл. 81.

Таблица 81

n	1	2	3	4
A_n	0,00	5,15	8,46	11,67

Из (76.8) можно видеть, что венцы тем больше, чем меньше r . Такой метод испытывался Гокмачевым [205] в 1936 г. в облаках во время экспедиции в районе Гагринского хребта. Тогда средний радиус капель из таких оптических наблюдений (6,8 μ) почти совпал с определенным микроскопическим методом (6,65 μ).

Как показали опыты Меке [489], [490], рассчитанное по классической теории дифракции соотношение (76.8) годно лишь при $r \geq 4 \mu$. При $r = 1-2 \mu$ картина существенно нарушается, сам источник света кажется окрашенным, порядок цветов и их оттенки в кольцах меняются. Теория этих явлений еще мало разработана.

Впервые удачные опыты непосредственного оптического определения числа частиц в туманах сделал в 1947 г. Н. В. Кучеров [112]. В описанной им установке «счетное пространство» вырезается лучом осветителя, вспыхивающим на очень короткое время (0,0003 сек.). Таким способом в Тосно (в окрестностях Ленинграда) было оценено, например, число капель в тумане, менявшееся от 105 до 860 в 1 см³. Применяя параллельно метод улавливания, Кучеров оценил и водность тумана, менявшуюся в этих опытах от 0,02 до 0,96 г/м³.

В 1948 г. Б. В. Дерягин и Г. Я. Власенко описали поточный метод определения числа частиц в аэрозоле [58], основанный на принципе ультрамикроскопа — на наблюдении «вспышек» освещенных сбоку частиц на темном поле. Насколько известно, такой метод применялся преимущественно в лаборатории.

В 1954 г. А. Е. Микиров [146—148] создал прибор (рис. 149) для оптического измерения размеров частиц аэрозоля (параллельно с определением их зарядов). В нем капли освещаются

параллельным пучком света, который далее собирается в фокусе объектива O_2 . Здесь стоит экран \mathcal{E} , имеющий ширину изображения щели D_2 . Когда между O_1 и O_2 нет капель, то на фотоумножитель не падает свет. При прохождении капли возникает импульс напряжения, приблизительно пропорциональный сечению капли: он гораздо сильнее, чем при боковом освещении, поскольку большие капли рассеивают в тысячи раз больше света под углом, близким к 0° , чем под углом 90° . Автор вначале применил прибор к измерению капель дождя, а затем и к каплям туманов и облаков, искусственно засасываемых в пространство O_1O_2 . Полученные таким образом спектры капель в местных слоистых облаках в районе Эльбруса обнаруживали преобладание капель с $r=5-10 \mu$, согласующееся с данными, полученными другими методами.

Метод А. Е. Микирова имеет то большое преимущество, что позволяет наблюдать и мелкие облачные капли. Отметим, что

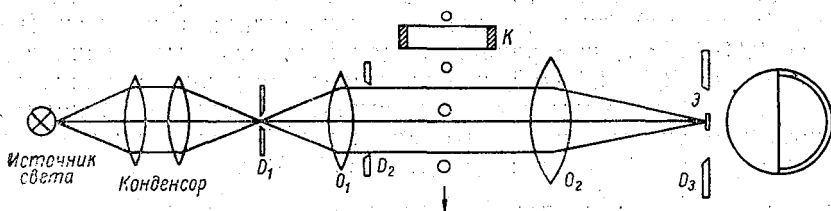


Рис. 149. Прибор А. Е. Микирова для фотоэлектронного определения размеров капель.

капли с $r < 2 \mu$ в его наблюдениях практически отсутствовали. Им были развиты также некоторые соображения о возможности отдельного наблюдения капель и кристаллов, имеющих различную индикатрису рассеяния [146].

В недавнее время Вебб в США предложил сходный оптический метод для определения числа и размеров облачных капель [618]. При этом счетное пространство вырезается световым лучом, падающим под малым углом Θ к лучу зрения, используя отмеченное выше свойство рассеяния света каплями. Вебб показал экспериментально, что капли с $r < 0,3 \mu$ почти невидимы при этом, капли с $r = 0,5 \mu$ заметны ясно, а изображения капель с $r = 0,75 \mu$ совершенно отчетливы. Наблюдения по этому методу в слоистых облаках на Маунт-Вашингтон ($h = 1980 \text{ м}$) во многих случаях указывали на очень узкие и мелкокапельные ($r = 3-4 \mu$) спектры. Прибор для измерения и регистрации прозрачности (и, следовательно, дальности видимости) облаков при полете самолета описал в 1957 г. Г. М. Забродский. В его приборе модулированный пучок света от осветителя делится на два, из которых один непосредственно падает на фотоэлемент (СЦВ-51), а другой, пройдя путь в облаке длиной около 22 м, также падает на фотоэлемент. Разница их показаний, усиленная

дифференциальным усилителем низкой частоты, указывается логометром либо записывается осциллографом, позволяющим также организовать непрерывную запись коэффициента пропускания облака. Посторонние источники света (в том числе дневной свет) не влияют на показания прибора. По данным автора, метеорологическая дальность видимости L таким способом оценивается с ошибкой не более 16% [69].

По наблюдениям Г. М. Забродского, в облаках Sc и As L чаще всего лежит в пределах 50—100 м, а в Ac—100—200 м. В Sc, например, L быстро убывает от их нижней границы примерно до 200 м над ней и далее меняется несистематически: в общем, в данном облаке L оказалась весьма изменчивой.

Метод, основанный на измерении ослабления инфракрасных лучей с длиной волн от 1 до 14 μ на пути 1 м в тумане, описал в 1957 г. Элдридж [350]. В облаках Sc в обсерватории Маунт—Вашингтон он, в отличие от других авторов, обнаружил очень большое число частиц (в 1 см³ до 61 000 капель радиусом до 1 μ). Хотя эти капли не давали большого вклада в водность (не более 0,032 г/м³), измеренная общая водность была слишком велика — до 2,5—2,7 г/м³, что вызывает сомнения в точности метода. Как эти результаты, так и самую возможность определить однозначно спектр капель из наблюдений ослабления света позднее решительно оспаривал Пендорф [518].

§ 77. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВОДНОСТИ

Все существующие в настоящее время методы измерения водности можно разбить на прямые методы определения капельной воды в известном объеме воздуха и на косвенные методы, при которых водность определяется по другим свойствам или параметрам облака (по спектру распределения частиц, их количеству, видимости в облаке, ослаблению света или УКВ и т. д.).

В течение длительного времени, вплоть до начала 40-х годов XX в., измерения водности производились исключительно с земной поверхности, например в горных странах, где и сейчас обычно измерения производятся с помощью прямых методов. В настоящее время в подавляющем большинстве случаев измерения водности, прямые и косвенные, в свободной атмосфере производятся обычно с самолета. Косвенные методы, такие как оптические и радиолокационные, имеют ряд преимуществ, так как позволяют изучать большие объемы облака практически одновременно. Они, однако, разрабатываются лишь с недавнего времени, более сложны как в экспериментальном, так и в теоретическом отношении и пока еще недостаточно надежны.

Методика наземных измерений

При первых измерениях в наземных условиях водность определялась как разность общего влагосодержания и влажности воздуха. Так, Шлагинтвейт в 1858 г. определял общее влаго-

содержание воздуха путём поглощения как капельной, так и парообразной влаги при протягивании воздуха сквозь трубочки, наполненные гигроскопическим веществом. Этот метод с небольшими изменениями был применен Конрадом в 1899 г., Вагнером в 1908 г. и, наконец, Кёлером в 1928 г. [426]. Метод этот громоздок и требует длительного времени для одного измерения (десятки минут).

В 20-х годах XX в. было предложено определять общее влагосодержание воздуха, измеряя влажность воздуха, предварительно нагретого до испарения облачных частиц. Для этого Альбрехт в 1925 г. [258] предложил поместить внутри пучка волос в волосном гигрометре небольшой электрической подогреватель. В 1928 г. Кёлер [426] предложил конструкцию аспирационного психрометра, в котором всасываемый воздух предварительно подогревался. Вычисленная по показаниям такого подогреваемого психрометра влажность воздуха характеризовала его общее влагосодержание. Этот метод был более точным, чем предыдущие, но и его ошибки, как показал Л. Р. Струзер в 1948 г., были значительны.

В. Я. Никандров в 1941 г. [157] предложил для измерения водности туманов использовать особый аспирационный психрометр, в котором к двум обычным термометрам был добавлен третий, естественно смачиваемый каплями тумана. Однако в уравнение, служащее для вычисления водности, входят разности показаний термометров, обычно очень близкие к 0° , и, следовательно, точность расчета мала.

В 1935 г. М. К. Левальт-Езерский [117] вместо химического поглощения применил механическую фильтрацию облачного воздуха. В 1947 г. Н. В. Кучеров [112] изготовил для той же цели небольшой по размерам легкий лабиринтный фильтр, стенки которого перед измерением покрывались тонким слоем масла. Из-за сложности работы с прибором и необходимости точного взвешивания фильтра он не вышел за пределы лаборатории.

Впервые большой и достаточно надежный материал по водности в полевых условиях был получен при помощи предложенного в 1938 г. Редфордом прибора, основанного также на принципе механической фильтрации. Фильтром в приборе служили несколько рядов частых проволочных решеток. Рабочее сечение прибора было около 170 см^2 . Через прибор просасывалось в короткое время большое количество воздуха, что позволяло собрать значительное количество облачной воды. Максимальная ошибка прибора, по данным автора, не превышала 20%.

Широко применяемый в технике способ электрического осаждения пытались использовать в своем приборе для измерения водности Брен и Потенье [307] в 1942 г. Капли осаждались на стенки конденсатора, заряженного до 22 500 в. Прибор оказался весьма ненадежным и капризным в работе.

В 1957 г. Петерс предложил прибор, где использованы 4 цилиндра диаметром 6 мм, длиной 27 мм, внутри которых располагаются проволочные термометры сопротивления, и, кроме того, два цилиндра снабжены внутри электрическим подогревателем. Включая термометры сопротивления одного подогреваемого и одного не подогреваемого цилиндра в схему неравновесного моста либо составляя схему моста из всех четырех термометров сопротивления, можно исключить из уравнения, дающего связь водности и количества тепла, теряемого подогреваемым цилиндром, как значение температуры окружающего воздуха, так и коэффициент теплоотдачи [526].

Методика измерений водности с самолета

Измерение водности с самолета обычно основано на принципе инерционного осаждения облачных капель на рабочий элемент прибора. Время или, вернее, путь в облаке, на котором происходит оседание значений водности, в различных приборах может колебаться при этом в больших пределах.

Впервые приборы, предназначенные для измерения водности облаков с самолета, позволившие собрать систематические данные, были предложены Долежалем и др. в 1946 г. [341].

Один из этих приборов представляет собой «ступенчатые» цилиндры из нержавеющей стали диаметром 3, 12, 25, 75 мм и длиной 10—15 см каждый, вращающиеся на одной оси. Выставленные через особый люк за борт самолета при полете в переохлажденных облаках, эти цилиндры обледеневают ровным слоем. После посадки по количеству воды, намерзшей на каждом из цилиндров, определялись водность облака и спектр распределения капель.

В другом приборе лед оседал на вращающемся диске, по поверхности которого скользит щуп в виде усика из ферромагнитного материала. Специальная мостовая схема позволяла определять дистанционно толщину слоя льда между диском и щупом.

В. А. Зайцевым в 1948 г. [74] был предложен достаточно простой и надежный прибор для измерения водности капельных как переохлажденных, так и теплых облаков. После ряда улучшений этот прибор в настоящее время применяется на всей сети самолетного зондирования Советского Союза. Хотя конструкция прибора за 10 лет претерпела много изменений, принцип работы остался прежним.

Прибор в современном виде (рис. 150) состоит из насадка 1, который с помощью хвоста 2 крепится на штанге 3. Штанга снабжена ручкой 4 для удобства манипулирования при измерениях. Для вынесения насадка прибора в поток, набегающий на самолет, служит направляющая труба 5 с фланцем 6, на которой смонтировано секундомерное устройство 7. Внутри насадка

помещается магазин, имеющий внутри кассету для бумажной ленты, катушку для сматывания ленты и экран с подогревателем. В передней части насадка имеется цилиндрическое, точно калиброванное отверстие, сзади — барабанчик δ , ось которого соединена с катушкой, служащей для перематывания ленты.

Для измерений направляющая труба закрепляется с помощью фланца на обшивке самолета. Штанга с укрепленным на ней насадком выставляется в трубу. В момент выхода насадка из трубы скоба надавливает на спуск секундомерного устройства и тем самым включает секундомер. Экспозиция (2—10 сек., иногда более) зависит от водности облака. После нее штанга

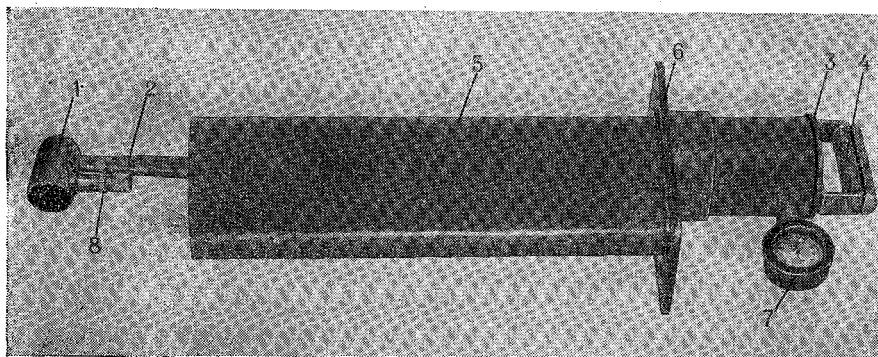


Рис. 150. Прибор В. А. Зайцева для определения водности облаков.

извлекается из трубы. Облачные капли, попадающие в насадок, оседают на поверхность бумажной ленты и впитываются в нее. Бумагу предварительно обрабатывают красителем, реагирующим на капельножидкую воду, но не чувствительным к водяному пару (обычно тонким порошком марганцовокислого калия). Бумагу затем градуируют, чтобы определить зависимость диаметра образующихся пятен от массы осевшей воды.

После каждого измерения бумажная лента смещается поворотом барабанчика на 20 мм. Кассета позволяет разместить в ней ленту длиной 40—45 см, достаточную для производства 20 последовательных измерений. Для предотвращения разрыва под ленту подкладывается ленточка из целлофана, сохраняющая свою прочность и при смачивании водой.

При измерениях в переохлажденных облаках для растапливания оседающего льда в насадок введен подогреватель, который подключается к бортсети самолета.

Прибор Зайцева позволяет производить 3—5 наблюдений в течение одной минуты в теплых облаках и 1—2 наблюдения в переохлажденных облаках. Последующая обработка резуль-

татов измерений и вычисления водности несложны. Вначале измеряются в двух перпендикулярных направлениях диаметры окрашенного пятна на ленте, затем по среднему диаметру определяют по соответствующей таблице массу собранной воды. Далее по истинной скорости полета самолета и времени экспозиции определяют объем прошедшего через насадок воздуха. Отношение этих двух величин и дает искомую водность.

Точность измерения, по свидетельству автора метода, достаточно высокая. Максимальная случайная ошибка составляет при измерениях в теплых облаках около $\pm 10\%$. Следует заметить, что масса воды, впитываемая в 1 см^2 фильтровальной бумаги, в сильной степени зависит от влажности воздуха. Поэтому тарировка бумаги должна производиться при влажности воздуха, близкой к насыщающей. В противном случае ошибка может достигать 30% .

Метод непрерывной регистрации водности, малоинерционный и пригодный как для капельных, так и для смешанных и кристаллических облаков, был описан Трайбусом в 1948 г. [598]. В этом методе используется зависимость потери тепла с непрерывно нагреваемого цилиндра от водности облака.

Датчик прибора представляет собой тонкостенную медную трубку диаметром $0,81 \text{ см}$ и длиной $40,5 \text{ см}$. Температура поверхности ее измеряется термопарой. По оси трубки располагается электроподогреватель, отделенный воздушным зазором от внутренних стенок трубки. При этом расход тепла, по Трайбусу, равен

$$q = S\alpha \left[(T_s - T_a) \left(1 + \frac{\beta_0 \mu_{\infty} W}{\alpha} \right) + \frac{0,62L(E_s - E_{w_0})}{pc_p} \right],$$

где S — полная площадь поверхности цилиндра, T_s — температура поверхности цилиндра, β_0 — предельное значение коэффициента захвата в окрестностях особой точки, E_s — насыщающая упругость водяного пара при температуре цилиндра, E_{w_0} — то же при температуре T_0 воздуха, α — коэффициент теплоотдачи, p — давление воздуха. Зная q , T_s и T_0 , можно определить величину водности облака.

Автор метода считает, что при малых значениях водности, когда потеря тепла на испарение мала, точность метода недостаточна, а при больших значениях водности становится вполне удовлетворительной. Такой прибор определяет воду не только в капельножидком состоянии, но и в твердом. Наличие обеих фаз воды, однако, приводит к появлению дополнительной ошибки вследствие того, что теплота испарения воды и льда различна. Однако эта ошибка невелика (не больше 15%).

Конструкция прибора, позволяющего производить непрерывное измерение водности в капельных облаках, опубликована в 1949 г. Воннегатом [608]. Схематически конструкция прибора представлена на рис. 151. Основной частью прибора яв-

ляется головка прибора 1, имеющая каплеобразную форму. Диаметр ее наибольшего сечения равен 20 мм. В лобовой части головки имеется круглое отверстие 2 диаметром 12 мм, позади него располагается полый цилиндр 3 из пористого металла. Максимальный диаметр пор в стенках цилиндра таков, что капиллярные силы удерживают столб воды высотой более 40 см. Объем, заключенный между стенками цилиндра и внутренними стенками головки с помощью трубки 4 через кран 6, сообщается с калиброванной стеклянной трубкой 5, располагаемой

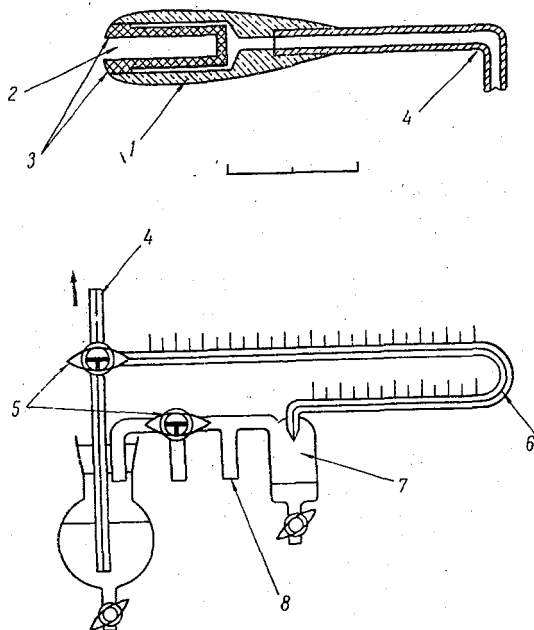


Рис. 151. Прибор Воннегата для определения влажности облаков.

горизонтально на 40 см ниже головки. Второй конец калиброванной трубки через другой кран соединяется с замкнутым объемом 7. Этот объем, кроме того, соединен с располагаемой вблизи головки прибора трубкой Пито 8. Это необходимо для того, чтобы уравновесить динамический напор потока на поверхность пористого цилиндра. Краны позволяют поочередно менять места присоединения концов измерительной трубки 5.

При движении в облаке облачные капли оседают на стенках цилиндра, и вода сквозь его поры втягивается внутрь прибора. По величине смещения мениска в измерительной трубке определяется масса уловленной прибором воды. В первой модели прибора отсчет производился визуально через 10 сек. и, кроме того,

через равные промежутки времени автоматически производилось фотографирование измерительных трубок. Переключение крана 6 осуществлялось вручную.

По сообщению автора, в переохлажденных облаках успешно применялся аналогичный прибор, снабженный подогревом.

В 1952 г. Вольфом были описаны [626] конструкции, позволяющие автоматизировать процесс измерения водности методом Воннегата. В одной из них внутри измерительной трубки помещалась капля ртути, а в ее стенки впаивались платиновые контакты. Контакты соединялись в две группы, через один. Капля ртути, проходя мимо двух соседних контактов, замыкала электрическую цепь между ними, и регистрирующее устройство записывало время каждого такого замыкания. При замыкании двух крайних контактов включалось устройство поворота крана, вследствие чего направление движения ртути в капилляре изменялось на противоположное. Данная конструкция обладала большим временем осреднения и, кроме того, вследствие загрязнения контактов оказалась недостаточно надежной в эксплуатации.

Этот недостаток был устранен в другой конструкции, в которой перемещение капли регистрировалось группой фотоспротивлений. Когда капля ртути проходила между источником света и фотоспротивлениями, каждое из них замыкалось, что и отмечалось регистрирующим устройством. Время осреднения по-прежнему было значительным.

Третья, наиболее удачная, конструкция представляла собой цилиндрический конденсатор, одной обкладкой которого служит ртуть в измерительном капилляре, а другой — металлическая трубка, окружающая капилляр. Смещение ртути в измерительном капилляре меняло емкость конденсатора, включенного в колебательный контур с частотой 0,3 мгц. Падение напряжения на обкладках конденсатора, пропорциональное его емкости, регистрируется осциллографом.

Для автоматического переключения направления смещения ртути часть снимаемого с конденсатора напряжения выпрямляется. Полученный постоянный ток поступает в обмотку реле, сила тока замыкания и отпускания которого подобраны так, что реле срабатывает при силе тока, соответствующей максимальной емкости конденсатора, а отпускает при минимальной. Это реле управляет механизмом переключения смещения ртути в измерительной трубке.

Интегральный коэффициент захвата данного прибора при обычных скоростях винтомоторных самолетов для среднего спектра капель имеет порядок 0,95—0,98.

В 1949—1950 гг. В. Е. Минервин разработал и применил в переохлажденных облаках прибор, в котором капли оседали равномерным слоем на вращающемся цилиндре диаметром 2 мм и длиной 10 см.

Цилиндр с помощью байонетного сцепления (позволяющего быстро производить смену цилиндров) насажен на ось и вращается электромотором через редуктор со скоростью около 10 оборотов в минуту. Во время измерения цилиндр удален от обшивки самолета на 40 см, в область невозмущенного потока. После экспозиции (3—10 мин.) цилиндр снимается и может длительно сохраняться в герметически закрываемой бьюксе. Количество собранной воды после посадки самолета определяется взвешиванием.

Очевидно, V — объем воздуха, из которого капли оседают на цилиндр, — будет равен произведению скорости полета u_{∞} , времени измерения τ , длины цилиндра l и сумме начального, A_0 , и конечного, A_1 , радиусов цилиндра

$$V = u_{\infty} \tau l (A_0 + A_1).$$

В предположении, что диаметр цилиндра в конце измерения не превышает 5 мм при скорости полета от 50 до 70 м/сек. и при спектре распределения капель в облаках, близком к среднему для данной формы облаков, можно с ошибкой, не превышающей $\pm 2\%$, принять интегральный коэффициент захвата равным для облаков N_s 0,98, S_c 0,97, St 0,95 и A_c 0,96. Тогда максимальная относительная ошибка в измерении средней водности в полете с помощью данного прибора не превышает 8%.

Этот прибор предпочтительнее других приборов при исследовании условий обледенения, ибо он осредняет водность на достаточно большом пути в переохлажденном облаке. Однако его большая инерция и кропотливость работы по взвешиванию бьюкс на земле являются недостатками метода.

Следует заметить, что ошибки всех приборов, в которых облачная вода замерзает, весьма сильно возрастают при большой водности. Скрытая теплота повышает заметно температуру обледеневающей поверхности по сравнению с воздухом, что вызывает испарение части уже собранной воды или льда. Расчеты, впервые сделанные Шметером в 1952 г., дали величину перегрева $2,1$ — $2,8^{\circ}$ у цилиндров диаметром 3 мм при водности $0,3$ г/м³.

В. Е. Минервин в 1954 г. нашел, что при наиболее неблагоприятных условиях, при относительно высоких температурах, потери воды на испарение могут достигать 10%.

Если температура обледеневающей поверхности повысится до 0° , то часть оседающей воды не замерзнет и будет уноситься потоком воздуха. В зависимости от коэффициента теплоотдачи, размеров тела, температуры и пр. имеется критическое значение водности $W_{кр}$, при котором температура поверхности становится равной 0° . Если $W > W_{кр}$, то почти вся осевшая избыточная сверх $W_{кр}$ вода не замерзает. Значения $W_{кр}$ были вычислены теоретически Ладламом в 1951 г. [460], Фрезером [366] и др. в 1953 г. и Минервиным в 1954 и 1956 гг. Экспериментальная проверка

в специальной аэродинамической трубе хорошо подтвердила теорию.

Следует отметить, что теоретически, зная температуру воздуха, а следовательно, и величину разности температур воздуха и поверхности и упругость водяного пара в воздухе, можно определить массу незамерзающей воды, так как для нагревания избыточной воды до 0° необходимо некоторое количество тепла. Поэтому при водности облака, превышающей критическую, приборы подобного типа будут давать водность, хотя и преуменьшенную, но несколько превышающую критическую.

Легко показать, что количество «потерянной» воды равно

$$m = \Delta W \frac{L_1}{273 - T_0}.$$

Здесь $\Delta W = W_n - W_{кр}$ — разность между фактически измеренным и критическим значением водности, L_1 — скрытая теплота плавления льда, T_0 — температура (абсолютная) набегающего потока воздуха. Тогда, очевидно, истинное значение водности можно определить как

$$W = W_{кр} + (W_n - W_{кр}) \left(\frac{L_1}{273 - T_0} \right).$$

Однако в связи с тем, что абсолютные ошибки в измерении W_n сравнимы с величиной разности $W_n - W_{кр}$, введение такой поправки не улучшит качество измерений при сверхкритической водности.

Заслуживает поэтому внимания предложение Фрезера и др. [366] использовать для повышения $W_{кр}$ принудительное охлаждение обледеневающей поверхности ниже 0° , например твердой углекислотой.

Однако если охладить поверхность ниже температуры воздуха, то это приведет к сублимационному образованию на ней льда. При максимальной разности упругостей водяного пара у поверхности и в воздухе (порядка 6 мб) количество сублимата будет эквивалентно обледенению в облаке с водностью около $0,25 \text{ г/м}^3$. Следовательно, метод охлаждения целесообразно применять лишь при измерении значительных величин водности, в несколько раз превышающих ее критические значения.

Если регулировать охлаждение обледеневающей поверхности так, чтобы ее температура равнялась температуре воздуха, то ошибки за счет испарения или сублимации и неполного замерзания воды будут отсутствовать. Однако практически метод регулируемого охлаждения обледеневающей поверхности до настоящего времени не удалось осуществить.

В 1956 г. В. Е. Минервин [152] попытался использовать выделение скрытой теплоты плавления для определения водности. Предложенный им прибор представлял собой тонкостенный цилиндр диаметром 35 мм, составленный из двух термически изолированных полуцилиндров, один из которых был обращен

к ветру. С внутренней стороны к ним были подклеены одинаковые проволочные термометры сопротивления (по два на каждом из полуцилиндров), являющиеся соответствующими плечами мостиковой схемы. При отсутствии обледенения, когда температура обоих полуцилиндров равна, мост сбалансирован. При обледенении температура полуцилиндра, обращенного навстречу потоку, повышается и по степени ее повышения можно определить количество выделяющегося тепла и, следовательно, количество замерзающей воды, а отсюда с поправкой на коэффициент улавливания, и водность облака. Сравнение с методом вращающегося цилиндра показало, что расхождение между ними не превышает, как правило, $\pm 20\%$, т. е. находится в пределах погрешностей обоих приборов. Коэффициент инерции прибора всего около 2—3 сек. Прибор позволяет непрерывно регистрировать температуру обледеневающей поверхности. Для упрощения расчетов необходимо уменьшить диаметр цилиндра до 3—5 мм, когда можно положить коэффициент захвата равным единице.

Кроме того, прибор имеет один весьма существенный недостаток — измерение водностей, превышающих критические, с его помощью практически невозможно.

Уорнер и Ньунхем в 1952 г. [616] предложили для измерения водности облаков прибор, в котором использована способность бумаги изменять электрическое сопротивление в зависимости от увлажнения. Величина последнего зависит от массы воды, оседающей на бумагу в единицу времени, т. е. водности.

Прибор (рис. 152) представляет собой клин, в основании которого лежит равнобедренный треугольник с основанием 1,7 см и противолежащим углом 20° . Высота клина 5 см. Угол клина, обращенный навстречу потоку, сопряжен с полуцилиндром 1, в стенке которого имеется щель 2 шириной 2,5 мм. Позади щели располагается ролик 3, по которому проходит бумажная лента, сматываемая с катушки 4, заключенной в защитный цилиндр. Для передвижения ленты со скоростью от 5 до 60 см/мин. служит ролик 5. На расстоянии около 5 см от щели располагаются две щетки 6, обеспечивающие надежный электрический контакт с бумагой. Щель может дистанционно закрываться шторкой 7.

Экспериментально было найдено, что сопротивление сухой бумаги, находящейся между контактами прибора, около 10^9 ом. Уменьшение сопротивления бумаги в зависимости от количества поглощенной воды было определено экспериментально в специальной аэродинамической трубе, где параллельно производилось измерение водности искусственного облака.

Авторы прибора считают, что в приборе время осреднения значений водности можно уменьшить до 2—3 сек. и что значения водности измеряются с помощью данного прибора с ошибкой, не превышающей $\pm 20\%$ в теплых облаках и $\pm 30\%$ в пере-

охлажденных облаках при температуре до -4° . При более низких температурах прибор не работает так же, как и при дожде.

Следует заметить, что облачная вода не является, строго говоря, дистиллированной, в ней всегда растворено переменное количество — от 10^{-5} до 10^{-2} г/л хлоридов. Поскольку электропроводность слабых растворов пропорциональна концентрации, нельзя считать зависимость сопротивления смоченной бумажной ленты простой линейной функцией степени ее увлажнения.

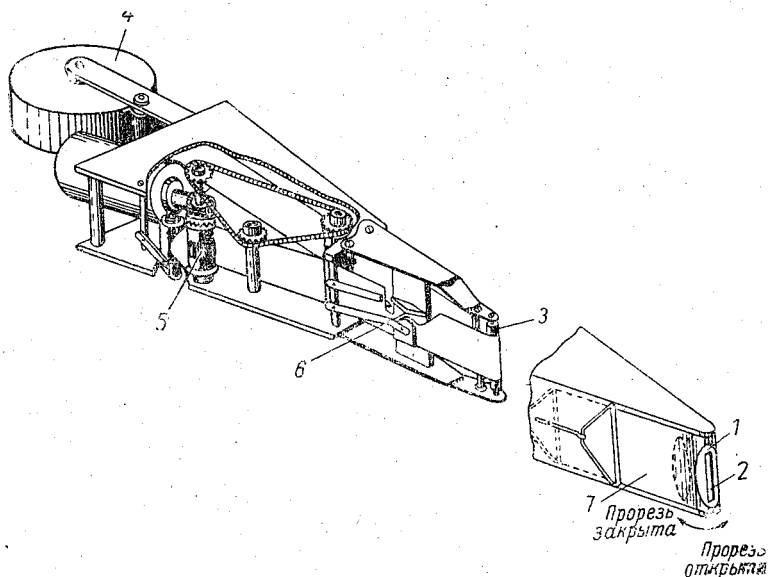


Рис. 152. Прибор Уорнера и Ньюхэма.

В 1956 г. Кампе и др. [417] предложили для измерения влажности прибор, датчик которого является некоторым видоизменением гигратора, предложенного в 1947 г. Хиксом для измерения влажности воздуха. Он представляет собой цилиндр диаметром 6 мм и длиной 50 мм, изготовленный из изоляционного материала, на поверхности которого бифилярно намотаны две тонкие платиновые проволоочки длиной около 1 м каждая. Сверху датчик покрыт хлористым литием. К проволоочкам подключается источник питания напряжением 24 в. Ток, проходящий через эту цепь, регистрируется с помощью самопишущего миллиамперметра. До тех пор, пока на поверхность датчика не попадет капельножидкая вода, сила тока в цепи пренебрежимо мала. При увлажнении слоя хлористого лития сопротивление цепи уменьшается и сила тока в ней возрастает пропорционально количеству осевшей воды. Одновременно более сильный

ток и, следовательно, нагрев цилиндра усиливает испарение воды с него.

Для уменьшения потерь воды на разбрызгивание капель датчик помещается в защитный кожух, имеющий в сечении удобообтекаемую форму. Вдоль образующей кожуха прорезается узкая щель, сквозь которую капли попадают на поверхность цилиндра. Для предотвращения обледенения лобовая часть кожуха снабжена электрообогревом.

Тарировка прибора производилась в специальной аэродинамической трубе, позволявшей создавать искусственную водность до 5 г/м^3 . Коэффициент инерции прибора менее 1 сек., и он может работать до температур ниже -10° . Очень скудные данные о работе этого прибора еще не позволяют судить о его достоинствах.

К сожалению, несмотря на большое количество различных по принципу и конструкции приборов для измерения водности капельных облаков ни один из них не удовлетворяет всем требованиям, которые уже сегодня предъявляются к такому прибору. Для решения некоторых конкретных задач может быть пригоден тот или иной метод. Однако простой безынерционный метод, позволяющий при любых температурах с достаточной точностью быстро и надежно измерять водность, еще не создан.

Методы измерения водности смешанных и кристаллических облаков

Все описанные выше методы, даже в том случае, если их возможно применять при отрицательных температурах, не пригодны для измерений в кристаллических и смешанных облаках.

Для измерения водности кристаллических облаков В. А. Зайцев предложил прибор, в котором облачный воздух проходит сквозь фильтр из тонкой капроновой сетки. Фильтры в приборе сменные и могут извлекаться и храниться в герметически закрываемых металлических боксах. Вместе с ними фильтры взвешиваются на земле до и после измерения, благодаря чему определяется количество уловленной воды.

В. Е. Минервин применял для измерения водности кристаллических облаков прибор, в котором облачные элементы улавливались в небольшие (диаметром 10 мм) сменные металлические цилиндры, устанавливаемые на время измерения внутри обтекателя каплеобразной формы с миделевым сечением 20 мм. Элементы облака, достигавшие дна или стенок цилиндра при ударе о них, расплавливались и примерзали, вследствие чего выдувание попавших внутрь цилиндра ледяных кристаллов оказывалось незначительным.

Необходимость производить точное взвешивание, иметь большое количество фильтров или цилиндров делает оба описанных метода неудобными в работе. Но главным их недостатком

ком является трудность надежно определить коэффициент захвата приборов для кристаллов, в связи с чем точность измерений остается низкой.

Таким образом, вопрос об измерении водности кристаллических облаков до настоящего времени не решен удовлетворительно. Большую трудность создает и весьма малое значение водности в кристаллических облаках.

Косвенные методы

Косвенные методы измерения водности основаны на изучении оптических и электрических свойств облака.

Уже давно экспериментально и теоретически была установлена связь водности облака с дальностью видимости L в нем.

Связь эта для монодисперсного облака имеет вид

$$L = C \frac{r}{W},$$

где $C = 2,6$.

Обычно облака полидисперсны, поэтому эффективное значение r должно быть тем или иным путем вычислено по спектру капель. Проще всего предположить, что тогда в качестве r следует брать средний арифметический радиус

$$r_{\text{ср}} = \frac{\sum n_i r_i}{\sum n_i}.$$

Б. В. Кирюхин в 1946 г. предложил использовать для этой цели значение \bar{r} , определяемое как

$$\bar{r} = \frac{\sum nr^3}{\sum nr^2}.$$

Это значение наиболее физически обосновано.

Для измерения видимости в облаках с самолета в ЦАО была применена методика, описанная Ю. А. Гильгнером в 1949 г. [62]. Она заключалась в следующем: небольшой черный конус выпускался на тросе с самолета («ПО-2»). В облаке в момент потери видимости конуса из самолета на фоне облака отсчитывалась длина выпущенного троса. В значение величины измеренной дальности видимости вводилась поправка, обусловленная малыми угловыми размерами конуса при измерениях. Одновременно производилось измерение спектра размеров капель.

Данный метод позволял получить значение водности при наличии надежного измерения спектра капель, осредненного по большому объему (на пути до 100 м). Однако он в значи-

тельной степени ограничивает маневренность самолета и практически мало используется на современных самолетах.

В случае применения автоматического регистрирующего прибора для измерения дальности видимости такая методика может дать возможность получать значения водности сразу для больших объемов облака, что невозможно при других методах.

Кампе в 1950 г. рассчитал средние значения водности для облаков различных форм по средней дальности видимости в облаках данной формы и среднему размеру капель. Очевидно, что точность полученных таким путем значений невелика.

В последнее время исследователи предлагают определять водность облаков с земли с помощью радиолокатора. Методика таких измерений изложена в § 81. Особенность метода состоит в том, что осреднение ведется по весьма большому объему (до 10^5 м³), но зато распределение водности по вертикали над данным пунктом может быть получено в весьма короткий срок.

§ 78. РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ОБЛАКОВ

За последние годы аэрологии возникли и быстро развиваются радиотехнические методы наблюдений, основанные на использовании радиолокационной техники. Большие возможности радиолокационных методов наблюдения определяют широкие перспективы их применения для исследования облаков в ближайшем будущем.

Имеющиеся радиолокационные методы наблюдения основаны на отражении радиоволн от скоплений рассеивающих частиц или от диэлектрических неоднородностей, существование которых обусловлено некоторыми метеорологическими явлениями. К обширному кругу принципиально возможных объектов радиолокационного наблюдения в тропосфере относятся как облака, осадки, туманы и другие аэрозоли, представляющие множественные точечные источники радиозо, так и зоны турбулентности и инверсии.

В последнее время удалось таким способом непосредственно наблюдать и фронтальные разделы в атмосфере (независимо от связанных с ними процессов конденсации). Всем этим явлениям сопутствует появление диэлектрических неоднородностей воздушной среды, а следовательно, и более или менее интенсивное отражение радиоволн.

Из радиолокационных наблюдений по времени запаздывания и по продолжительности отраженных сигналов определяются координаты и протяженность отражающих объектов, а по величине и особенностям радиозо — некоторые физические характеристики источников отражения.

Продолжительность единичного измерения при радиолокационных наблюдениях весьма коротка, так как в основном определяется только очень малым временем распространения радиоволн от передатчика до источника радиоэхо и обратно.

Поэтому за незначительный срок, практически мгновенно, могут быть получены сведения о явлениях, происходящих в пределах большой площади, соизмеримой с масштабами атмосферных процессов. Это очень важно, например при наблюдении турбулентности. В случае необходимости наблюдения могут проводиться почти непрерывно с интервалом между отдельными измерениями, не превышающим сотых долей секунды. Малая величина поглощения радиоволн практически исключает воздействие излучения радиолокатора на объект измерения.

Результаты наблюдения, регистрируемые на экранах радиолокационных отметчиков, представляются в наглядном и удобном для использования виде. Например, на экране отметчика кругового обзора создается электронная карта расположения источников отражения.

В тех случаях, когда исследуются не только облака, но и сопутствующие им осадки, радиолокационные данные являются особенно полезными. Интенсивные осадки в виде дождя или снега обнаруживаются большинством обычных радиолокаторов сантиметрового диапазона, если даже их конструкция не усовершенствована с целью повышения эффективности метеорологического применения. В то же время радиолокационное наблюдение облаков встречает затруднения вследствие малой величины радиоэхо, быстро убывающей с увеличением длины волны. Можно утверждать, что никакие виды облаков, даже на самых незначительных удалениях, не могут быть обнаружены обычным радиолокатором с длиной волны 10 см и более. До настоящего времени радиолокационное обнаружение облаков, не дающих осадков, было осуществлено только на волнах короче 3,2 см.

Радиоэхо, создаваемое облаком, зависит от его удаления, его физических параметров и технических данных радиолокационной станции, используемой для наблюдений. Мощность сигнала радиоэхо на входе приемника можно рассчитать по достаточно простой приближенной формуле

$$P_r = CP_t A_e h \frac{\sum N d^6}{R^2 \lambda^4}, \quad (78.1)$$

где C — постоянный коэффициент, P_t — импульсная мощность передатчика, A_e — апертура антенны радиолокатора, h — длина пуга волн импульса (численно равная произведению длительности импульса передатчика на скорость распространения радиоволн, т. е. $3 \cdot 10^5$ км/сек.), N — концентрация облачных частиц, d — диаметр облачных капель, R — удаление облака от радиолокатора, λ — длина волны.

Формула (78.1) является приближенной, так как не учитывает затухания радиоволн на пути прямого и обратного распространения. Однако, исходя из нее, можно оценить, например, каким требованиям должна удовлетворять радиолокационная станция, предназначенная для наблюдений за облаками. Для осуществления наблюдений необходимо, чтобы мощность радиоэхо превышала минимальную мощность, которая может быть обнаружена приемником радиолокатора, т.е. радиоэхо не должно превосходить собственные шумы приемника.

Как видно из (78.1), величину сигнала радиоэхо можно существенно увеличить рациональным выбором параметров радиолокационной станции. Но, конечно, при этом не должно ухудшаться качество наблюдений или значительно увеличиваться стоимость и сложность устройства аппаратуры. Так, например, увеличение мощности зондирующего импульса является трудной задачей, в частности, вследствие отсутствия в технике мощных генераторов сантиметрового диапазона. Увеличение апертуры антенны, вероятно, наиболее целесообразно, но имеется опасность необнаружения облаков нижнего яруса вследствие резкого падения усиления антенн большого размера на малых высотах.

Удлинение импульса передатчика связано с необходимостью увеличения мощности модуляторного устройства и, кроме того, что более важно, снижает точность определения высоты границ облаков.

Вероятно, для увеличения P_r , наиболее целесообразно уменьшение длины волны радиолокационной станции (до предела, за которым начинает резко усиливаться поглощение воздухом). Увеличение мощности радиоэхо пропорционально, как это следует из формулы (78.1) четвертой степени частоты. Поэтому в станциях, предназначенных специально для наблюдений за облаками, выбирается длина волны 8,6 мм.

Однако необходимо заметить, что эта волна является оптимальной только для облаков без осадков, так как хотя при такой волне затухание в атмосферных газах минимально, но затухание в осадках очень велико и является причиной больших ошибок при наблюдениях.

§ 79. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ РАДИОЛОКАЦИОННОГО ОБНАРУЖЕНИЯ ОБЛАКОВ

Радиолокационное обнаружение облаков возможно благодаря рассеянию радиоволн на облачных частицах.

Электромагнитная энергия излучается радиолокатором в виде последовательности очень коротких мощных импульсов, причем излучение сконцентрировано в пределах узкого конуса — электромагнитного луча. Если на пути распространения

последовательности импульсов располагается рассеивающий объект, то часть энергии возвращается к приемнику радиолокатора. Как правило, передатчик и приемник радиолокационной станции имеют общую антенну. Уловленный антенной сигнал, или радиоэхо, очень малой величины по сравнению с зондирующими импульсами, усиливается, детектируется и в том или ином виде представляется на экране электронно-лучевой трубки отметчика. Развертка отметчика синхронизирована с импульсами передатчика, и так как начало движения пятна развертки совпадает с моментом излучения импульса, то по расположению изображения импульса радиоэхо на развертке определяется расстояние до создавшего его объекта.

Направление определяется либо по положению оси антенны в момент появления сигнала, либо другими приемами, подобными используемым при радиопеленгации. Таким образом определяются все координаты: удаление, угол места и азимут.

Мощность сигнала, приходящаяся на единицу площади, перпендикулярную лучу, при изотропном излучении будет равна

$$P_i = \frac{P_t}{4\pi R^2}.$$

Если же излучение является направленным, то

$$P_i = \frac{P_t G}{4\pi R^2}, \quad (79.1)$$

где G — так называемый выигрыш или усиление антенны.

Если сечение цели обозначить S_Σ , то перехватываемая ею энергия будет равна

$$P_i = \frac{P_t G S_\Sigma}{4\pi R^2}.$$

Облачные частицы рассеивают энергию изотропно, и сигнал на входе приемника определится выражением

$$P_r = \frac{P_t G S_\Sigma A_e}{16\pi^2 R^4}. \quad (79.2)$$

В нашем случае радиолокационной целью является облако, т. е. скопление мельчайших отражателей с размерами, много меньшими длины волны. Для отдельной сферической частицы такого размера эффективное рассеивающее сечение равно

$$\sigma = 64\pi^5 \left(\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \right)^2 \frac{d^6}{\lambda^4}, \quad (79.3)$$

где ε — диэлектрическая постоянная.

Пусть объем, в пределах которого находятся частицы, излучение которых с беспорядочным распределением фаз одновре-

менно достигает приемника, равен V , тогда общее радиолокационное сечение всего отражающего объема

$$\sigma = \pi^5 \left(\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \right)^2 V \frac{\sum N d^6}{\lambda^4} \quad (79.4)$$

Подставив (79.4) в (79.2), получаем

$$P_r = \frac{4\pi^3 P_t A_e G V}{R^4 \lambda^4} \left(\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \right)^2 \sum N d^6 \quad (79.5)$$

Учитывая, что $G = \frac{2\pi R^2 h}{V}$, где $h = c\tau$, и что приемной антенны одновременно достигает сигнал только от половины облучаемых частиц, находим

$$P_r = \frac{8\pi^4 P_t A_e h}{\lambda^4 R^2} \left(\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \right)^2 \sum N d^6 \quad (79.5')$$

Уравнение (79.5') справедливо только для частиц сферической формы и при отсутствии затухания излучения на пути прямого и обратного распространения.

Выражение (79.5') отличается от известного радиолокационного уравнения тем, что мощность радиоэхо обратно пропорциональна не четвертой степени, а только квадрату удаления. Это зависит от того, что размеры облака велики по сравнению с сечением зондирующего луча, благодаря чему число облучаемых частиц возрастает прямо пропорционально квадрату расстояния.

Если между радиолокатором и наблюдаемым участком облака на пути распространения зондирующего импульса и радиоэхо располагаются осадки или облака, то величина мощности сигнала уменьшается.

Затухание энергии в облаках или осадках определяется логарифмической мерой — числом децибелл на единицу пути распространения. Учитывая, что затухание на километр при водности 1 г/м^3 в децибеллах

$$K = 10 \lg \left(\frac{P_r}{P_{r3}} \right), \quad (79.6)$$

где P_r — мощность без учета затухания, а P_{r3} — мощность, уменьшившаяся вследствие затухания, получаем

$$P_{r3} = P_r \cdot 10^{-0,1K}$$

В том случае, когда участок, заполненный облаком, вызывающим затухание, расположен в интервале удалений от R_0 до

R и распределение водности облака на пути распространения описывается функцией $W(R)$, получим

$$P_{r3} = P_r \cdot 10^{-0,2K} \int_{R_0}^R W(R) dR, \quad (79.7)$$

или, заменяя P_r его выражением (79.5'),

$$P_{r3} = \frac{\pi^4 P_t A_e h}{8\lambda^4 R^2} \left(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right)^2 \sum N d^6 \cdot 10^{-0,2K} \int_{R_0}^R W(R) dR. \quad (79.7')$$

Последняя формула определяет мощность радиоэхо с учетом затухания в облаках, находящихся на пути прямого и обратного распространения. Аналогично можно учесть и затухание в атмосферных газах, но в этом нет большой необходимости, так как оно незначительно.

§ 80. МЕТОДЫ РАДИОЛОКАЦИОННОГО НАБЛЮДЕНИЯ ОБЛАКОВ

Если радиолокационное наблюдение облаков проводится для определения высоты их границ и приближенного изучения внутренней структуры, то измерительной аппаратуры не требуется, а в качестве индикатора наиболее удобен отметчик кругового обзора.

Если же необходимо получить количественные данные, то используются дополнительные устройства и измерительная аппаратура, а отметчик кругового обзора заменяется отметчиком типа «А» (т. е. осциллографом с ждущей разверткой), позволяющим непосредственно измерять относительную величину сигнала радиоэхо на выходе приемника радиолокатора. С этой точки зрения методы наблюдения разделяются на качественные, без измерительных операций, и количественные, где радиотехнические измерения необходимы.

Классификация способов радиолокационных наблюдений за облаками может быть также проведена с учетом характера движения электромагнитного луча радиолокационной станции.

Наиболее прост метод вертикального радиолокационного зондирования облаков. Антенна станции при этом неподвижна и располагается горизонтально, а излучение направляется в зенит. По этому способу обнаруживаются только облака, проходящие над пунктом зондирования. Для документации результатов наблюдения применяется регистратор специальной конструкции.

Второй метод дает вертикальные разрезы облаков, выполняемые при плавном повороте электромагнитного луча от горизонтального до вертикального направления.

Картина распределения облачных масс (или областей осадков) в плоскости вращения луча получается на экране инди-

катора кругового обзора при синхронном с лучом вращении линии радиальной развертки.

Наконец, возможно проведение разрезов в горизонтальной плоскости или по поверхности конуса, образуемого вращением электромагнитного луча по азимуту при неизменном вертикальном угле.

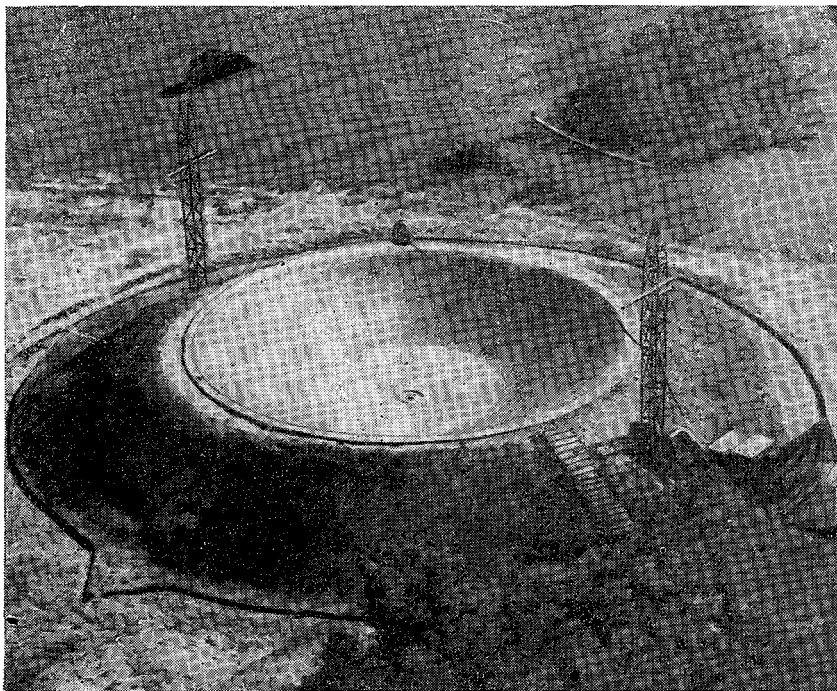


Рис. 153. Радиолокационная станция вертикального зондирования облаков аэрологической обсерватории. Диаметр параболической антенны 20 м.

Здесь, как и при вертикальных разрезах, для получения наглядной картины пространственного распределения отражающих частиц наиболее удобен отметчик кругового обзора.

Вертикальное зондирование облаков выполняется при неподвижном луче радиолокатора, и поэтому могут применяться антенны с рефлекторами больших размеров. На рис. 153 показан общий вид станции аэрологической обсерватории, имеющей железобетонный металлизированный рефлектор с диаметром, равным 20 м. Благодаря большому выигрышу, обеспечиваемому антенной такого размера, эта станция обнаруживает не только осадки, но и облака.

Регистрация результатов наблюдений производится посредством проектирования изображения неподвижной линии развертки отметчика кругового обзора на равномерно движущуюся фотопленку, на которой, следовательно, по оси абсцисс отложено время. Расстояние участков развертки, имеющих повышенную яркость свечения, от оси абсцисс пропорционально высоте облаков над пунктом наблюдения. Аналогично определяется толщина слоя облака.

Таким образом, на фотопленке изображается вертикальное распределение отражающих частиц — получается временной разрез облачности.

Образцы таких записей, полученных на фоторегистраторе, представлены на рис. 154.

При описываемом методе весьма просто при регистрации разделить облака и осадки. При уменьшении усиления, производимом автоматически через равные интервалы времени, сигналы радиоэхо облаков исчезают с экрана, в то время как более интенсивные сигналы осадков сохраняются. Таким образом, чередующиеся линии разной длины, получаемые на записи, дают ясную картину расположения зон осадков внутри облаков.

На рис. 155 изображен временной радиолокационный разрез грозового облака, из которого выпадают осадки. Здесь можно различить тонкую структуру верхней части области осадков. Этот же способ, в особенности при увеличении числа ступеней регулировки усиления, можно использовать и для выделения скоплений относительно крупных капель в облаках.

Вертикальные радиолокационные разрезы облаков могут проводиться только при вращающемся по азимуту и углу места электромагнитном луче, что существенно усложняет конструкцию антенны. Но зато этот метод, сохраняя возможность вертикального зондирования, значительно увеличивает количество объектов наблюдения, позволяя наблюдать и за облаками, проходящими в стороне от станции. Кроме того, при вертикальных разрезах регистрируются как пространственные различия, так и изменения очертаний облака во времени, что невозможно при зондировании неподвижным лучом.

При выполнении вертикальных разрезов антенна устанавливается по азимуту, для которого намечено провести разрез. Затем угол наклона луча равномерно изменяется от 0 до 90° или от 0 до 180°. Синхронно с поворотом антенны поворачивается и линия радиальной развертки отметчика кругового обзора. При этом на экране возникает изображение вертикального разреза облачности, который можно сфотографировать. Обычно время выполнения одного разреза составляет 10—15 сек. Образец фотографии экрана с радиолокационным изображением вертикального сечения грозового облака представлен на рис. 156. Для удобства обработки снимков при вертикальных

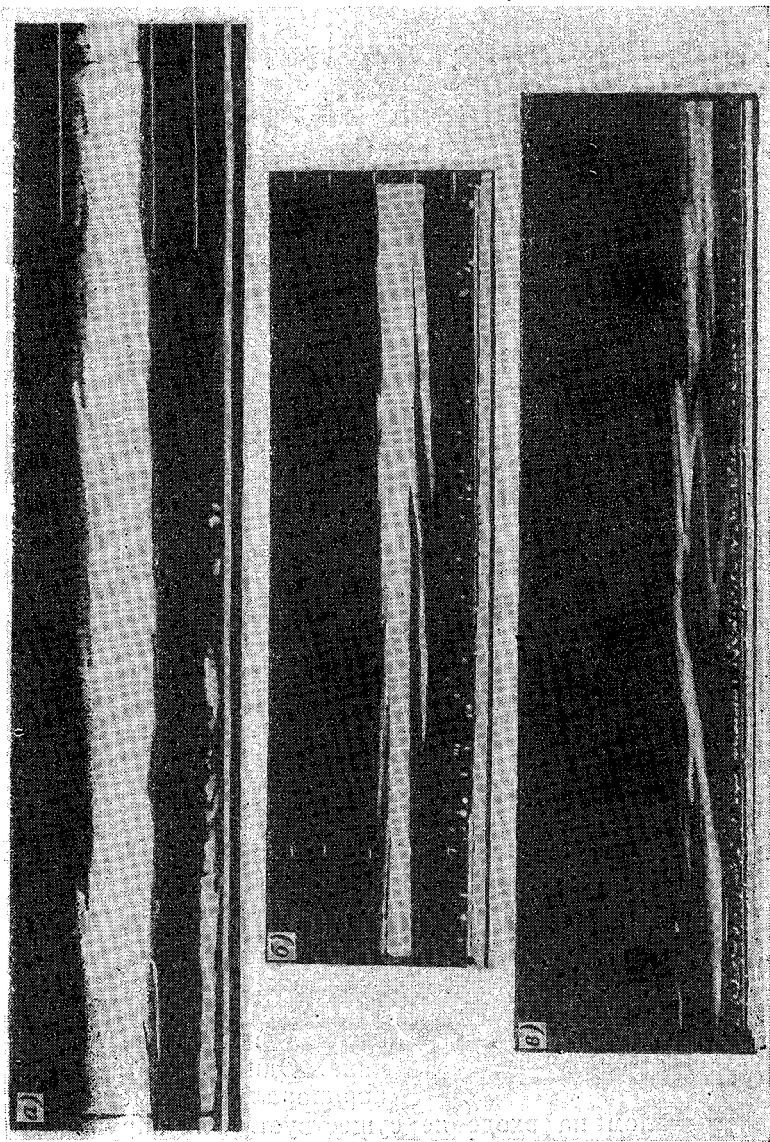


Рис. 154. Образцы записей фоторегистратора при вертикальном зондировании облаков, не дающих осадков.

разрезах используются яркие метки дальности, создающие на фотографии масштабные круги.

Метод горизонтальных разрезов облаков или разрезов по коническим поверхностям не отличается от применяемого при

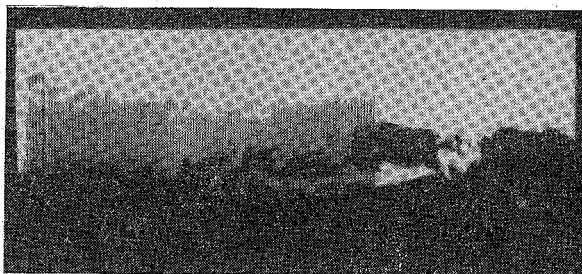


Рис. 155. Временной разрез облаков и выпадающих из них осадков.

обнаружении ливней и гроз. Линия развертки вращается вместе с поворотом антенны по азимуту, причем на экране появляется светящаяся карта сечения отражающих объектов поверхностью вращения электромагнитного луча.

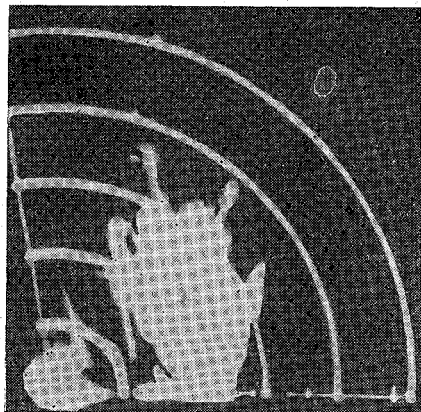


Рис. 156. Радиолокационное сечение грозового облака в вертикальной плоскости.

По ряду таких разрезов, соответствующих различным углам подъема антенны, можно построить пространственную модель облака.

Измерение интенсивности сигналов радиоэхо облаков в зависимости от задачи наблюдений и имеющейся аппаратуры может быть осуществлено различными способами.

Яркость свечения экрана электронно-лучевой трубки отметчика кругового обзора зависит от интенсивности сигнала на выходе приемника. Однако прямой пропорциональности между яр-

костью и сигналом на входе не существует. Она нарушается нелинейностью амплитудной характеристики видеосуилителя (ограничивающего наиболее интенсивные сигналы для предохранения экрана от прожигания) и ряда других причин. Вследствие этого распределение яркости на изображении

только приблизительно соответствует действительному распределению интенсивности радиоэхо и может быть использовано только для качественных оценок. Точность определения величины сигнала может быть увеличена посредством включения в приемный тракт радиолокационной станции калиброванного аттенюатора (магазина затуханий). При круговом обзоре или вертикальных разрезах по мере введения дополнительного затухания с экрана отметчика будут исчезать изображения слабо отражающих участков.

Границы уменьшающихся светящихся участков будут соответствовать линиям равной и постепенно увеличивающейся интенсивности сигналов. Разница уровней мощности сигналов, соответствующих соседним линиям, равна величине, на которую изменено затухание аттенюатора.

Значение минимально обнаружимой мощности сигнала может быть установлено при наблюдении засветки экрана сигналом калибрационного генератора при полностью выведенном затухании аттенюатора. Если эта величина $P_{r \min}$, то P_{rk} , соответствующая значению интенсивности эха на границе изображения при затухании аттенюатора K_1 , определяется по формуле

$$P_{rk} = P_{r \min} \cdot 10^{0,1K_1} \quad (80.1)$$

Этот способ измерения требует длительного времени и не обеспечивает большой точности, но иногда применяется благодаря наглядности представления результатов наблюдений.

Величина сигналов может быть определена по отклонению линии развертки на отметчике типа «А». Почти всегда значение сигнала быстро флуктуирует вследствие хаотического движения облачных элементов. Поэтому для измерения необходимо фотографировать экран отметчика. Однако и на фотографии еще невозможно провести непосредственный отсчет отклонения, так как очертания линии развертки из-за быстрых изменений сигнала получаются размытыми.

Если частицы облаков, создающих радиоэхо, распределены беспорядочно, то вероятность амплитуды выброса сигнала $w(x) dx$, лежащей в пределах $x \div x+dx$, будет равна

$$w(x) dx = \frac{2x}{x_0^2} e^{-\left(\frac{x}{x_0}\right)^2} dx, \quad (80.2)$$

где x_0 — среднеквадратическое значение x .

Непосредственное измерение x_0 практически весьма затруднительно, но наиболее вероятная величина

$$x_p = 0,707x_0,$$

создающая наибольшее потемнение пленки, может быть определена и использована для установления x_0 . Мощность, соответ-

ствующая единице длины амплитуды сигнала на отметчике, определяется измерением величины выброса, создаваемого калиброванным сигналом, подаваемым на вход приемного устройства.

Напряжение сигнала может быть также измерено непосредственно на выходе приемника без помощи отметчика. Для этого необходим специальный интегратор импульсов. На вход интегратора в интервалах между зондирующими импульсами через ключевую схему подаются короткие вырезки принимаемого сигнала с длительностью около 1 мксек. Постоянная времени интегратора выбирается достаточной для оценки среднего значения нескольких сотен импульсов. Точность измерений с интегратором приблизительно равна получаемой при использовании отметчика типа «А».

При любом из методов измерения интенсивности радиоэхо необходимо учитывать: нелинейность амплитудной характеристики приемника, подавление сигналов в первые моменты времени после излучения зондирующего импульса и наличие собственных шумов приемника.

Ошибки измерения, возникающие вследствие этих причин, могут быть исправлены внесением соответствующих поправок. Если отсутствует генератор калиброванного сигнала, то в качестве эталона может быть использовано радиоэхо известной цели, выполняемой в виде металлической сферы или уголкового отражателя, так как действительное эффективное свечение этих тел хорошо совпадает с расчетным.

§ 81. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВОДНОСТИ ОБЛАКОВ

Величина $Z = \sum Nd^6 = 64 \sum Nr^6$, определенная из радиолокационных наблюдений, может быть при благоприятных условиях использована для дистанционного измерения водности облаков.

Простейший подход к этому дает эмпирически полученная Д. Атласом и др. зависимость Z облаков от их водности W . В общем виде

$$Z = \alpha W^\beta, \quad (81.1)$$

где Z выражено в $\text{мм}^6/\text{м}^3$, а α и β — постоянные коэффициенты. Такой вид формулы предполагает, что водность меняется главным образом за счет размеров, а не за счет различного числа капель в единице объема.

По экспериментальным данным Дима [336] Атлас [266] определил, что $\alpha = 0,048$, $\beta = 2$ и, следовательно,

$$Z = 0,048W^2 \quad (81.1')$$

со среднеквадратичной ошибкой 53%.

Без учета затухания в атмосфере и в облаках радиолокационное уравнение для облаков запишется в виде

$$P_r = \frac{aP_t Z}{R^2}. \quad (81.2)$$

Однако если сигнал радиоэхо поступает на вход приемника от некоторого участка внутри облака, то, как указывалось, на величину влияет как затухание в атмосферных газах, так и затухание в облаке на пути распространения прямого и обратного излучения. Если обозначить через R расстояние от радиолокатора до наблюдаемой части облака, через R_0 — путь распространения от радиолокатора до облака, не заполненный облачной массой¹, то

$$\ln \frac{P_{ra}}{P_r} = -2 \int_{R_0}^R KW dR - 2 \int_0^R AdR, \quad (81.3)$$

где P_{ra} — мощность радиоэхо после затухания в облаках и атмосфере, K — коэффициент затухания в облаках при единичной водности, выраженный в неперах, A — затухание в атмосферных газах.

Используя уравнения (81.1), (81.1') и (81.3), получим

$$\ln \frac{P_{ra}}{P_t} = 2 \ln b + 2 \ln W - 2 \ln R - 2 \int_{R_0}^R KW dR - 2 \int_0^R AdR. \quad (81.3')$$

Удобнее пользоваться нормализованной величиной мощности радиоэхо

$$I^2 = \frac{P_{ra}}{P_t} R^2 l^2 \int_0^R AdR. \quad (81.4)$$

Это величина мощности радиолокационного сигнала, исправленная на влияние удаления, импульсной мощности и затухания при распространении в атмосфере.

Теперь уравнение упрощается:

$$\ln I = \ln b + \ln W - 2 \int_{R_0}^R KW dR. \quad (81.4')$$

Дифференцируя по R , получаем

$$\frac{d \ln I}{dR} = \frac{1}{W} \frac{dW}{dR} - KW.$$

¹ R и R_0 определяются по отметчику дальности.

Обозначив $\frac{1}{W} = v$, получаем после преобразований и интегрирования

$$VI = - \int_{R_0}^R KIdR + C. \quad (81.4'')$$

Постоянная интегрирования C определяется, если положить $K=0$ и учесть (81.4); тогда, очевидно, $C = b$. Обозначив нормализованный сигнал на расстоянии R_1 через I_1 , получаем выражение для водности

$$W = \frac{I_1}{b - \int_{R_0}^R KIdR}. \quad (81.5)$$

Последняя, таким образом, определяется только по мощности нормализованного сигнала в точке измерения и его распределением на пути распространения в облаке.

Необходимые для пользования выражением (81.5) величины определены экспериментально.

Затухание в капельных облаках зависит от длины волны и температуры, как это видно из табл. 82, приводимой Дональдсоном.

Таблица 82

Величина K затухания в капельножидких облаках на пути прямого и обратного распространения в 1 км в неперех при водности 1 г/м³

λ см	Температура (град.)		
	0	10	20
0,86	0,456	0,313	0,298
1,25	0,245	0,187	0,144
3,2	0,0395	0,0290	0,0223

Из опыта известна и величина затухания в атмосферных газах, необходимая для нормализации мощности радиоэхо (табл. 83).

Необходимо заметить, что достаточно точное определение водности облаков радиолокационным методом возможно только в том случае, если они являются капельными, но не содержат крупных капель, радиус которых сравним с длиной волны. Как это показано Хэдкоком и др. [584], линейная зависимость затухания от водности для кристаллических и смешанных облаков нарушается. Попытка Атласа [266], [267], Керкера [420] и др. учесть форму кристаллов оказалось неудачной. Равным

образом Бланчард [579] установил, что для крупных капель с $d > 29 \mu$ значения α и β в соотношении (81.1) изменяются, причем постоянный множитель возрастает до 2000 для морозящего дождя.

Таблица 83

Поглощение в атмосфере, рассчитанное на 1 км, в децибеллах

λ см	$p = 1013$ мб, $T = 28^\circ$, $a = 10$ г/м ³	$H = 3,2$ км, $T = -5^\circ$, $a = 3$ г/м ³
0,86	0,186	0,068
1,25	0,684	0,124
3,2	0,03	0,02

Очевидно также, что если на пути распространения наблюдаются осадки, измерить W нельзя ввиду вносимого ими сильного затухания.

Вероятно, главной причиной ошибок указанного метода радиолокационного измерения водности являются различия в спектрах размеров капель облаков. Другая причина состоит в неточности радиоизмерений в собственном смысле слова, которые в сантиметровом диапазоне еще недостаточно отработаны.

Водность облаков, как это показано Атласом [229] и др., может быть определена также и по радиолокационным данным о затухании, полученным при синхронных наблюдениях на двух установках, имеющих различную длину волны.

В общем виде средняя мощность радиоэхо P_r определяется выражением

$$P_r = \frac{CZK_\Sigma}{R^2},$$

где C — постоянный коэффициент, зависящий от данных радиолокатора, Z и K_Σ — множитель, характеризующий затухание.

Как это следует из (79.7'),

$$K_\Sigma = 10^{-0,2K_1} \int_{R_0}^R W dR. \quad (81.6)$$

Здесь R_0 и R — соответственно расстояния до ближайшей границы облака и до точки, в которой определяется P_r .

Подставив выражение (81.6) в (81.5) и полагая $W = \text{const}$, получим

$$10 \lg P_r = 10 \lg \left(\frac{CZ}{R^2} \right) - 2Ka\overline{W}(R - R_0). \quad (81.7)$$

Определив мощность радиоэхо в двух точках R_1 и R_2 , расположенных внутри облака по одному направлению, и выражая разность мощностей A в децибеллах, можем записать

$$A = 10 \lg \left(\frac{P_{R_1}}{P_{R_2}} \right) = 10 \lg \left(\frac{Z_1 R_2^2}{Z_2 R_1^2} \right) - 2K_A \bar{W} (R_2 - R_1). \quad (81.8)$$

Если для точек R_1 и R_2 синхронно определены значения мощности радиоэхо на другой длине волны, для которой коэффициент затухания равен K_B , то нетрудно видеть, что величина, соответствующая величине разности мощностей B , будет равна

$$B = 10 \lg \frac{Z_1 R_2^2}{Z_2 R_1^2} - 2K_B \bar{W} (R_2 - R_1),$$

а разность

$$A - B = 2(R_2 - R_1)(K_A - K_B) \bar{W}. \quad (81.9)$$

Это выражение можно использовать для определения \bar{W} .

При измерении водности облаков этим методом нельзя ожидать высокой точности, так как при флуктуирующем характере сигнала облаков измеряемая разность A и B должна быть достаточно велика — порядка 0,5 дБ, что приводит к необходимости разносить точки измерения R_1 и R_2 на удаление не менее 0,5 км. Очевидно, что при укорочении длины волны условия измерения улучшаются, так как необходимый разнос точек, обеспечивающий определяемую при современной технике измерений величину $A - B$, сокращается вследствие возрастания затухания на пути распространения.

Эмпирически установлено, что существует также связь между водностью облаков W и медианным диаметром d_0 .¹ Поэтому, определив из радиолокационных данных W , можно рассчитать указанный характеристический размер.

Поскольку $W = \frac{\rho \pi}{6} \Sigma n d^3$, то, умножая равенство $Z = \Sigma n d^6$ на отношение $\frac{6W d_0^3}{\pi \rho d_0^3 \Sigma n d^3}$, равное, очевидно, единице, получим выражение

$$Z = d_0^3 \frac{6}{\pi \rho} W G \cdot 10^{-6}, \quad (81.10)$$

где $G = \frac{\Sigma n d^6}{\Sigma n d^3 d_0^3}$ — безразмерный множитель, зависящий от вида спектрального распределения. Он, очевидно, превращается в единицу для монодисперсного облака.

По экспериментальным данным Дима и обсерватории Маунт-Вашингтон Дональдсон нашел, что для большинства

¹ Как легко вывести из формулы (15.1), медианный радиус r_0 при таком распределении размеров равен $0,880 r_{cp}$ (Прим. ред.).

облаков можно положить $G=1,35$. Это после подстановки в (81.10) дает

$$Z = 2,58d_0^3W \cdot 10^{-6}.$$

Таким образом, зная W , можно оценить значение d_0 .

При безынерционной регистрации последовательности единичных сигналов радиоэхо облаков могут быть получены также сведения о хаотическом движении облачных частиц.

Формула (79.5) определяет только среднее значение интенсивности сигнала радиоэхо облаков. Единичные же импульсы быстро флуктуируют по амплитуде. Причина этого явления заключается в том, что величина каждого импульса радиоэхо зависит не только от концентрации и размеров частиц, но и от взаимного расположения их в облучаемом объеме, определяющего фазовые соотношения суммарного сигнала на входе приемника. Так как при сантиметровых волнах для изменения фазы достаточно небольшого смещения частиц по направлению излучения, то за интервал между импульсами амплитуда сигналов радиоэхо может существенно изменяться.

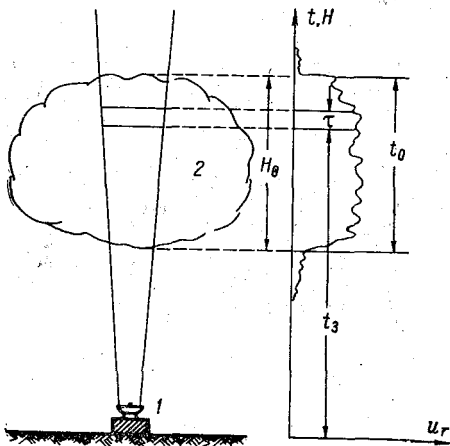


Рис. 157. Принцип радиолокационного измерения хаотических движений в облаках.

Зарегистрировав последовательность импульсов радиоэхо, можно по глубине и характеру модуляции их огибающей получить данные о хаотическом движении частиц облаков. Принцип измерения поясняется рис. 157. Вертикально направленный электромагнитный луч радиолокатора 1 пронизывает облако 2. При прохождении каждого из зондирующих импульсов облачные частицы создают сигнал радиоэхо на входе приемника. Продолжительность отраженного сигнала t_0 пропорциональна пути распространения в облаке H_0 . Приемник радиолокатора при каждом цикле работы станции включается на короткий отрезок времени τ , задержанный относительно момента излучения зондирующего импульса на t_3 . Следовательно, на вход приемника поступает радиоэхо от определенного объема облака, для которого и определяется хаотическое движение частиц.

Изменяя задержку момента включения, можно получить отраженный сигнал от любой части облака, расположенной в пределах электромагнитного луча станции.

Этот объем, ограниченный шириной луча и длительностью включения, может изменяться, если это требуется при измерениях. На выходе приемника возникает последовательность импульсов, причем информация о движении частиц содержится в изменении их амплитуды со временем. На рис. 158 представлен образец записи последовательности импульсов радиоэхо облаков.

Получение последовательности импульсов радиоэхо может быть осуществлено также синхронным фотографированием изображения каждого цикла развертки на экране отметчика типа «А» при наблюдении облаков. По серии таких фотографий, отображающих флуктуацию радиолокационного сигнала

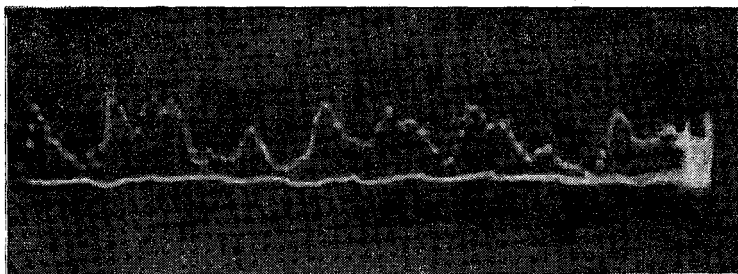


Рис. 158. Образец записи последовательности единичных радиолокационных сигналов облака.

в пределах всего интервала высот, занимаемых облаком, можно построить используемую при измерении последовательность импульсов для любой высоты.

Методы исследования, разработанные Я. Л. Альпертом и др. применительно к изучению статистической природы ионосферных сигналов, могут быть использованы и для анализа связи характера радиоэхо облаков с хаотическими движениями.

Следуя этой методике, радиолокационный сигнал от объема облака, освещаемого зондирующим импульсом, можно выразить в виде

$$A = a_0 \cos \omega_0 t + \sum_1^N a_s \cos (\omega_s t - \varphi_s), \quad (81.11)$$

где $a_0 \cos \omega_0 t$ — суммарный сигнал радиоэхо облачных частиц, не смещающихся по направлению распространения, ω_0 — частота передатчика радиолокатора, a_s , ω_s , φ_s — соответственно случайная амплитуда, частота и фаза отраженного сигнала движущихся частиц. Отклонение частоты ω от частоты пере-

датчика ω_0 вследствие эффекта Доплера для одиночного источника радиоэхо

$$\Omega = \omega_s - \omega_0 = \omega_0 \frac{2v_s}{c} = f(v_s). \quad (81.12)$$

Здесь v_s — слагающая скорости, совпадающая с направлением распространения, c — скорость света.

Выражение (81.12) дает возможность определить v_s в простейшем случае, когда в пределах облучаемого объема пространства имеется только 2 группы частиц — неподвижная и движущаяся с постоянной скоростью.

Если же скорости хаотического движения распределены по закону Гаусса

$$W(v) = \frac{e^{-\left(\frac{v}{v_0}\right)^2}}{\sqrt{2\pi v_0^2}}, \quad (81.13)$$

где v_0 — средняя квадратическая скорость, то можно показать, что

$$\left(\overline{\frac{dR^2}{dt}}\right)^2 = \frac{64\pi^2 v_0^2}{\lambda^2} (a_0^2 \omega_0 + 2\omega_0^2), \quad (81.14)$$

откуда

$$v_0^2 = \left(\overline{\frac{dR^2}{dt}}\right)^2 \frac{\lambda^2}{64\pi^2 (a_0^2 \omega_0 + 2\omega_0^2)}. \quad (81.15)$$

Здесь R — амплитуда единичного импульса радиоэхо, ω_0 — дисперсия амплитуд.

Величина $\left(\overline{\frac{dR^2}{dt}}\right)^2$ определяется при обработке записи амплитуд последовательности импульсов

$$\left(\overline{\frac{dR^2}{dt}}\right)^2 \approx \frac{(|R_n - R_{n+1}|)^2}{\Delta t^2} \approx \left(\frac{|R_n - R_{n+1}| 2\bar{R}}{\Delta t}\right)^2, \quad (81.16)$$

где R_n и R_{n+1} — значения амплитуд двух соседних импульсов в последовательности радиоэхо.

Подставив значение $\left(\overline{\frac{dR^2}{dt}}\right)^2$ в (82.4), получаем

$$v_0 = \frac{\lambda \bar{R} |R_n - R_{n+1}|}{4\pi \Delta t \sqrt{a_0^2 \omega_0 + 2\omega_0^2}}, \quad (81.17)$$

где Δt — период частоты следования зондирующих импульсов радиолокатора:

$$\omega_0 = \bar{R}^2 - (\bar{R})^2, \quad a_0 = \sqrt{2\bar{R}^2 - (\bar{R})^2}.$$

Радиолокационная аппаратура, используемая для измерения движений облачных частиц, должна отвечать определенным требованиям, вытекающим из принципа измерения. Во-первых, изменение частоты передатчика за период измерения не должно быть значительным, так как изменения фаз сигнала радиоэхо отдельных частиц вследствие ухода частоты могут оказаться соизмеримыми с изменениями, вызванными из перемещения.

Во-вторых, длина волны наблюдающей станции и интервал между зондирующими импульсами должны быть такими, чтобы смещение частиц за время между двумя соседними импульсами не превысило $\frac{1}{2}$ длины волны, иначе при больших скоростях результаты измерения станут неопределенными. Однако нецелесообразно выбирать частоту следования слишком большой, так как это уменьшит возможную высоту измерений. Поэтому удобнее проводить измерение при длине волны 3,2 см.

Поскольку изменение взаимного положения частиц облаков происходит не только вследствие турбулентных движений, но и в результате разности скоростей оседания, то при вертикальном зондировании определяется их общий эффект. Однако, направив излучение горизонтально, можно выделить только турбулентную слагающую хаотического движения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович К. Г. и Хргиан А. Х. Исследование условий возникновения слоистообразной облачности нижнего яруса. Труды ЦАО, вып. 28, 1959.
2. Абрамович К. Г., Хргиан А. Х. Организация исследования условий возникновения облачности нижнего яруса. Труды ЦИП, вып. 80, 1959.
3. Абрамович К. Г. Характеристики турбулентности атмосферы в дни с низкой облачностью. Метеор. и гидрол., № 9, 1958.
4. Атлас облаков. Гидрометеониздат, Л., 1957.
5. Акимов Н. М. Структура туманов в Одессе. Труды УкрНИГМИ, вып. 7, 1957.
6. Баев В. К. Нестационарные конвективные течения. Труды ЦИП, вып. 43/70, 1956.
7. Балабуев А. Н. Наблюдения над облачными образованиями в Закавказье. Метеор. вестник, № 12, 1927.
8. Баранев М. К. Связь между поверхностной энергией жидкостей и коэффициентом аккомодации. Журн. физ. химии, 7, XIII, вып. II, 1939.
9. Баранов А. М. Вертикальная протяженность облаков верхнего яруса над ЕТС. Метеор. и гидрол., № 6, 1958.
10. Балабанова В. Н. О влиянии температуры переохлаждения туманов на кристаллизацию их аэрозолем иодистого серебра. Изв. АН ССР, сер. геофиз., № 6, 1959.
11. Башкирова Г. М., Красиков П. Н. Опыт по изучению некоторых веществ в качестве реагентов кристаллизации. Труды ГГО, вып. 72, 1957.
12. Беленкин Я. Д., Фомин Н. П., Хргиан А. Х. Обледенение воздушных судов. М., 1938.
13. Бержерон Т. Лекции об облаках и о практическом анализе карты. М., 1934.
14. Берман Л. Д. К вопросу о скорости испарения капель воды. ЖТФ, т. XXIII, вып. 10, 1953.
15. Богданова Н. А., Швец М. Е. Об определении нижней границы внутримассовых слоистых облаков. Труды ГГО, вып. 81, 1959.
16. Боровиков А. М., Грудзинский М. В., Хргиан А. Х. О метеорологических условиях высокого Тянь-Шаня. Труды ЦАО, вып. 21, 1958.
17. Боровиков А. М. Некоторые результаты изучения облачных элементов. Труды ЦАО, вып. 3, 1949.
18. Боровиков А. М. Некоторые результаты исследования структуры кристаллических облаков. Труды ЦАО, вып. 12, 1953.
19. Боровиков А. М. Характеристика облачных слоев над Москвой. Труды ЦАО, вып. 2, 1948.
20. Боровиков А. М., Хргиан А. Х. Об исследовании структуры облаков оптическим методом. Труды ЦАО, вып. 5, 1949.
21. Боровиков А. М., Хргиан А. Х. Полет 27/X 1948 г. и исследование процессов, происходящих в капельных облаках. Труды ЦАО, вып. 5, 1949.
22. Боровиков А. М., Зак Е. Г. Экспериментальное исследование облачных систем теплового фронта. Труды ЦАО, вып. 15, 1956.

23. Боровик-Романова Т. Ф. Замерзание капель воды. Труды ЛИЭМ, т. 1, 1937.
24. Броуновское движение (сборник). ОНТИ, М.-Л., 1936.
25. Бритаев А. С. Измерение температуры в облаках на самолете. Метеор. и гидрол., № 6, 1954.
26. Бугаев В. А., Петросянц М. А. Сверхвысококучевые облака. ДАН УзССР, № 3, 1956.
27. Бугаев В. А., Петросянц М. А. О сверхвысококучевых облаках. Труды ГГО, вып. 12/13, 1956.
28. Будилова Е. П. и Шишкин Н. С. Расчеты количества сконденсированной влаги в конвективных облаках. Труды ГГО, вып. 47 (109), 1954.
29. Булгаков Н. А. Некоторые соображения относительно искусственного образования дождя. Вестник электротехники, № 3—4, 1929.
30. Бурковская С. Н. О распределении водности в облаках теплового фронта. Труды ЦАО, вып. 28, 1959.
31. Бурксер Е. С., Федорова Н. Е. Атмосферные осадки и их роль в миграции химических элементов через атмосферу. Труды Киевской ГМО, вып. 1, 1952.
32. Васильченко И. В. Приближенный термодинамический анализ восходящих токов в атмосфере. Труды ГГО, вып. 72, 1957.
33. Васильченко И. В. Расчет характеристик облачной конвективной струи. Труды ГГО, вып. 82, 1959.
34. Вейнберг Б. П. К теории осаждения облаков посыпанием их наэлектризованным песком. Журн. Русск. физ.-хим. об-ва, т. VI, вып. 5—6, 1925.
35. Вейнберг Б. П. Лед. Гидрометеоздат, М.-Л., 1940.
36. Виткевич В. И. Об исследовании атмосферы на аэропланах. Научн. иссл. атмосфер., вып. 1, 1923.
37. Воейков А. И. Метеорология, 1904.
38. Воронцов П. А. К вопросу о строении облаков. Метеор. и гидрол., № 11—12, 1938.
39. Воскресенский А. И., Морачевский В. Г. Применение твердой углекислоты для рассеивания облаков в Арктике. Сб. «Проблемы Арктики», вып. 2, 1957.
40. Вульфсон Н. И. Компенсационные нисходящие течения, обусловленные развивающимися кучевыми облаками. Изв. АН СССР, сер. геоф., № 1, 1957.
41. Вульфсон Н. И. Метод изучения компенсационных нисходящих течений около развивающихся кучевых облаков. ДАН СССР, т. 112, № 4, 1957.
42. Вульфсон Н. И. Статистические методы определения действительных параметров конвективных потоков. Изв. АН СССР сер. геоф., № 7, 1958.
43. Высоковский Д. М. Рассеяние и поглощение микрорадиоволн в атмосферных образованиях. Успехи физ. наук, т. 47, вып. 3, 1952.
44. Высоковский Д. М. Некоторые вопросы дальнего тропосферного распространения УКВ, Изд-во АН СССР, 1958.
45. Гайворонский И. И. Некоторые данные о происхождении атмосферных ядер конденсации. Труды ЦАО, вып. 5, 1949.
46. Гайворонский И. И. Об исследованиях, проведенных в Центральной аэрологической обсерватории в области искусственных воздействий. Труды ЦАО, вып. 26, 1959.
47. Гандин Л. С. Об устойчивости волн у поверхности раздела потоков. Изв. АН СССР, сер. геоф., № 3, 1957.
48. Гильгнер Ю. А. Метод определения коэффициентов экстинкции в облаках. Труды ЦАО, вып. 5, 1949.
49. Гоголева Е. И. Диагноз и прогноз низкой облачности. Метод. указ. ЦИП, № 18, 1952.
50. Горелик А. Г., Черников А. А. Изучение турбулентности в облаках радиолокационным методом. Труды ЦАО, вып. 31, 1959.
51. Грабовский Р. И. Атмосферные ядра конденсации. Гидрометеоздат, 1956.

52. Гришин Н. И. О структуре серебристых облаков. Метеор. и гидрол., № 1, 1955.
53. Гутман Л. Н. О ламинарной термической конвекции над стационарным источником тепла. Прикл. мат. мех., XIII, 1949.
54. Гутман Л. Н. Теоретическая модель кучевого облака. Сб. «Исслед. облаков, осадков и гроз. эл-ва», Гидрометеоздат, 1957.
55. Гутман Л. Н. Теоретическая модель кучевого облака. ДАН СССР, т. 112, № 6, 1957.
56. Гуштин Г. П. К вопросу об измерении общего содержания озона. Метеор. и гидрол., № 6, 1957.
57. Дерягин Б. В. и Прохоров П. С. О причине неслияния жидких капель при контакте. ДАН ССР, 54, № 6, 1946.
58. Дерягин Б. В., Власенко Г. Я. Поточный метод ультрамикроскопического измерения частичной концентрации аэрозолей. ДАН СССР, т. LXIII, № 2, 1948.
59. Дерягин Б. В., Хргиан А. Х. (ред.) Физика образования осадков. Сб. переводов ИЛ, М., 1951.
60. Дерягин Б. В., Духин С. С. О влиянии термофореза на коагуляцию облачных капель. Изв. АН СССР, сер. геоф., № 6, 1957.
61. Джураев А. Д. Аэросиноптические условия появления высококучевых облаков с полосами падения. Труды Ин-та матем. и механики (АН УзбССР), вып. 12, 1953.
62. Джураев А. Д. Аэросиноптические исследования высококучевых облаков с полосами падения (*As virga*). Сб. «Метеор. и гидрол. в Узбекистане». Ташкент, 1955.
63. Догадкина Н. П. и Дюбюк А. Ф. Вертикальные скорости в области стационарного фронта. Труды ЦИП, вып. 45, 1956.
64. Дривинг А. Я., Смирнова А. И. Облака в стратосфере. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 3, 1958.
65. Дюбюк А. Ф. К вычислению вертикальных скоростей по полю давления. Труды НИУ ГУГМС, сер. 2, вып. 24, 1947.
66. Дюбюк А. Ф. Вертикальные скорости, возникающие за счет трения в области фронта. Труды ЦИП, вып. 26/53, 1951.
67. Дюбюк А. Ф. О вертикальных движениях в области движущихся фронтов. Изв. АН СССР, сер. геоф., № 9, 1956.
68. Жарновский А. М. К вопросу о микроструктуре туманов. Труды ОГМИ, вып. 5, 1953.
69. Забродский Г. И. Измерение и некоторые результаты исследования видимости в облаках. Сб. «Исслед. облаков, осадков и гроз. эл-ва», Гидрометеоздат, Л., 1957.
70. Заварина М. В., Ромашова М. К. Высота нижней границы облаков над Арктикой. Сб. статей по метеор., Труды ААНИИ, вып. 217, 1959.
71. Заварина М. В. Обледенение самолетов. Гидрометеоздат, Л., 1947.
72. Зайцев В. А. Распределение ядер конденсации по высоте в дни с кучевой облачностью. Труды ГГО, вып. 7, 1948.
73. Зайцев В. А. Методика микрофотографирования капель тумана и облаков. Труды ГГО, вып. 9 (71), 1948.
74. Зайцев В. А. Новый метод определения водности облаков и туманов. Труды ГГО, вып. 13 (75), 1948.
75. Зайцев В. А. Размеры и распределение капель в кучевых облаках. Труды ГГО, вып. 13 (75), 1948.
76. Зайцев В. А. Водность и распределение капель в кучевых облаках. Труды ГГО, вып. 19 (81), 1950.
77. Зак Е. Г. Облачность антициклональных инверсий. Сб. «Облака и осадки», Гидрометеоздат, 1946.
78. Зак Е. Г. Фронтальные облачные системы. Труды НИУ ГУГМС, сер. II, вып. 14, 1946.
79. Зак Е. Г. Характеристика фронтальной облачности по данным самолетных подъемов. Метеор. и гидрол., № 8, 1937.

80. За к Е. Г. Микроструктура фронтальных облаков. Метеор. и гидрол., № 6, 1949.
81. За к Е. Г., Б о р о в и к о в А. М. К вопросу об эволюции пространственной структуры и фазового состояния фронтальных облаков. Труды ЦАО, вып. 15, 1952.
82. За к Е. Г., М а л к и н а А. Д. Механизм замерзания капель жидкости. Труды ЦАО, вып. 9, 1952.
83. За к Е. Г. и М а р ф е н к о О. В. Структура нижней кромки облачного покрова. Труды ЦАО, вып. 7, 1952.
84. За к Е. Г., Ф е д о р о в а А. А. Некоторые результаты радиолокационных наблюдений над формированием и развитием осадков. Труды ЦАО, вып. 19, 1958.
85. З а м о р с к и й А. Д. Формы кучевых облаков. Труды ГГО, вып. 7, 1947.
86. З а м о р с к и й А. Д. Атмосферный лед. Изд-во АН СССР, М.—Л., 1955.
87. З у б я н Г. Д. Некоторые вопросы строения атмосферных фронтов. Метеор. и гидрол., № 8, 1957.
88. З у б я н Г. Д. Синоптико-аэрологическое исследование фронтов. Гидрометеоздат, Л., 1955.
89. И м я н и т о в И. М. Исследование атмосферы при помощи световых импульсов. Изв. АН СССР, сер. геоф., № 6, 1948.
90. К а л и т и н Н. Н. О точности отсчета облачности. Изв. ГГО, № 1, 1933.
91. К а ч у р и н Л. Г. Замерзание монодисперсных водных аэрозолей. Изв. АН СССР, сер. геоф., № 2, 1951.
92. К а ч у р и н Л. Г. Замерзание полидисперсных водных аэрозолей. Изв. АН СССР, сер. геоф., № 2, 1951.
93. К а ч у р и н Л. Г. Вероятность образования ледяных зародышей в воде. ДАН СССР, 93, № 2, 1953.
94. К а ч у р и н Л. Г. Некоторые вопросы кинетической теории образования зародышей стабильной фазы в метастабильной. Труды ЛГМИ, № 3, 1954.
95. К и р ю х и н Б. В. Об интенсивности и продолжительности радиационных туманов. Труды НИУ ГУГМС, сер. I, вып. 28, 1946.
96. К и р ю х и н Б. В., В а с и л ь ч е н к о И. В. Об упругости пара над поверхностью капель воды при их испарении. Сб. «Исслед. облаков, осадков и гроз. эл-ва». Гидрометеоздат, Л., 1957.
97. К и р ю х и н Б. В., П е в з н е р С. И. Температура замерзания взвешенных в масле капель воды и растворов солей. Труды ГГО, вып. 57, 1956.
98. К л и н о в Ф. Я. Связанная кристаллизация водяных паров в атмосфере. Метеор. и гидрол., № 7, 1957.
99. Коагуляция коллоидов. Сб. статей, ОНТИ, М.—Л., 1936.
100. К о л о к о л о в а Г. В. Определение уровня переноса при прогнозе низкой облачности. Труды ЦИП, вып. 80, 1959.
101. К о н д р а т ь е в Н. Н. О методе и некоторых результатах базисной фототеодолитной съемки облаков. Труды ЦАО, вып. 30, 1954.
102. К о с т а р е в В. В. Опыт радиолокационного зондирования тропосферы. Труды ЦАО, вып. 20, 1958.
103. К о с т а р е в В. В., Г о р е л и к А. Г., Ч е р н и к о в А. А. Радиолокационные измерения турбулентных движений в облаках. Метеор. и гидрол., № 5, 1958.
104. К о т о в Н. Ф. Прибор для наблюдения границ облаков и туманов. Труды НИУ ГУГМС, сер. I, вып. 19, 1946.
105. К о ч и н Н. Е. и др. Динамическая метеорология, ч. II, Гидрометеоздат, 1937.
106. К р у ц к а я Л. И. Методы расчета числа ледяных ядер, образующихся при воздействии хладореагентами. Труды ЦАО, вып. 19, 1958.
107. К р и ч а к О. Г. О генетической классификации облаков. Метеор. и гидрол., № 7, 1952.
108. К р о п о т о в Е. М. Турбулентный перенос водяного пара через слои инверсии и связанные с ним условия обледенения. Изв. Военно-Морск. Акад. ВМФ, вып. 7, 1941.

109. Красиков П. Н., Чикирова С. А. Влияние примесей хлористого аммония на устойчивость водяных туманов. Труды ГГО, вып. 82, 1959.
110. Красиков П. Н., Мамонтов Н. В. Определение размеров частиц изомерных льду, применяемых при опытах фазового превращения воды. Труды ГГО, вып. 67/129, 1957.
111. Кузнецов В. В. Определение высоты облаков в темную часть суток при помощи прожектора. Изв. АН СССР, сер. V, № 4—5, 1905.
112. Кучеров П. И. Методика изучения основных параметров тумана. Труды ГГО, вып. 1 (63), 1947.
113. Кучеров Н. В. Метод определения числа капель естественных туманов. Труды ГГО, вып. 6 (68), 1947.
114. Лайхтман Д. Л. Условия вертикальной устойчивости при меняющейся с высотой скорости ветра. Труды НИУ ГУГМС, сер. II, вып. 24, 1946.
115. Лайхтман Д. Л. О волновых движениях на поверхности раздела в атмосфере. Труды ГГО, вып. 2 (64), 1947.
116. Лайхтман Д. Л. Новый метод определения коэффициента турбулентной вязкости. Труды ГГО, вып. 37, 1952.
117. Левальт-Езерский М. К., Свердловва Б. Н. Количественное определение сконденсировавшейся воды в тумане. Сб. «Вопросы эксп. метеор.», 1941.
118. Лебедева Н. В. Борьба с обледенением самолетов. Оборонгиз, М., 1939.
119. Лебедева Н. В. Конвекция на фронтах в циклонических областях. Труды ЦИП, вып. 38, 1955.
120. Лебедева Н. В. Вертикальные движения на фронте. Труды ЦИП, вып. 45, 1956.
121. Лебедева Н. В., Орлова Е. М. и Черкасская В. М. К прогнозу ливневых осадков. Метод. указ. ЦИП, № 14, 1951.
122. Левин Л. М. Об осаджении частиц из потока аэрозоля на препятствие. ДАН СССР, т. 91, № 6, 1953.
123. Левин Л. М. О коагуляции заряженных облачных капель. ДАН СССР, т. 94, № 3, 1954.
124. Левин Л. М. О функциях распределения облачных и дождевых капель по размерам. ДАН СССР, т. 94, № 6, 1954.
125. Левин Л. М. О заборе проб аэрозоля. Изв. АН СССР, сер. геоф., № 7, 1957.
126. Левин Л. М. и Старостина Р. Ф. Некоторые результаты исследования структуры облаков. ДАН СССР, т. 93, № 2, 1953.
127. Левин Л. М. О функциях распределения облачных капель. Изв. АН СССР, сер. геоф., № 10, 1958.
128. Левин В. Г. Теория коагуляции и осаджения частиц аэрозоля в турбулентном потоке газа. ДАН СССР, т. 99, № 6, 1954.
129. Лебедева Н. В. Прогноз ливней и гроз. Сборн. метод. указ. по авиационной метеор., ЦИП, 1959.
130. Лейбензон Л. С. Об испарении капли в газовом потоке. Изв. АН СССР, сер. геоф., № 3, 1940.
131. Леонтович М. А. Статистическая физика. Гостехиздат, М.-Л., 1944.
132. Ладлам Ф. Х. Серебристые облака. Усп. физ. наук LXV, № 3, 1958.
133. Мазин И. П. Расчет отложения капель на круглых цилиндрических поверхностях. Труды ЦАО, вып. 7, 1952.
134. Мазин И. П. Физические основы обледенения самолетов. Гидрометеоздат, М., 1957.
135. Мартинов М. Эволюция на облачности и валежите по топли фронтоне над Балканския полуостров. Хидрол. Метеор., № 3, 1959.
136. Малкина А. Д. Данные исследования некоторых физико-химических свойств частиц иодидов, являющихся льдообразующими ядрами. Труды ЦАО, вып. 22, 1957.
137. Малкина А. Д. и Заке Е. Г. Экспериментальное исследование замерзания капель воды и водных растворов. Труды ЦАО, № 9, 1952.

138. М а м и н а Е. Ф., Ф е д о р о в Е. К. О водном балансе облачной системы. Изв. АН СССР, сер. геоф., № 5, 1957.
139. М а н а к и н Б. А., Г р е ч а н о в с к и й В. П. Осаждение водяных паров из воздуха с помощью искусственных ядер конденсации. Сб. физ.-мат. фак-та и НИИ физики Одесского гос. ун-та, т. 5, 1954.
140. М а т в е е в Л. Т. Некоторые вопросы теории образования и эволюции слоистообразной облачности. Труды ААНИИ, вып. 228, 1959.
141. М а т в е е в Л. Т., К о ж а р и н В. С. Роль турбулентного перемешивания в формировании структуры слоистообразных облаков. Изв. АН СССР, сер. геоф., № 11, 1956.
142. М а т в е е в Л. Т. Количественная характеристика турбулентного обмена в верхней тропосфере и нижней стратосфере. Изв. АН СССР, сер. геоф., № 7, 1959.
143. Международный атлас облаков. Приложение II. «Инструкции, данной Акад. наук в руководство мет. станциям II разр.» СПб., 1898.
144. Международный атлас облаков, ч. I, М., 1933.
145. Международный атлас облаков и состояний неба. Изд. 2-е расширен., под ред. А. Ф. Дюбука, Гидрометеониздат, М., 1940.
146. М и к и р о в А. Е. О возможности раздельного изучения частиц жидкой и твердой фракций аэрозоля. Изв. АН СССР, сер. геоф., № 5, 1957.
147. М и к и р о в А. Е. Об измерении спектров распределения частиц в облаках и туманах. Изв. АН СССР, сер. геоф., № 4, 1957.
148. М и к и р о в А. Е. Фотоэлектрический метод исследования распределения размеров частиц осадков. Изв. АН СССР, сер. геоф., № 1, 1957.
149. М е й с о н Б. Дж. Физика облаков. Гидрометеониздат, Л., 1960.
150. М и н и н а Л. С. Изменение влагосодержания воздушной массы под влиянием подстилающей поверхности. Метеор. и гидрол., № 5, 1955.
151. М и н и н а Л. С. Влияние подстилающей поверхности на изменение влагосодержания воздушных масс летом на холодном фронте. Труды ЦИП, вып. 60, 1957.
152. М и н е р в и н В. Е. Об измерениях водности и обледенения в переохлажденных облаках и о некоторых ошибках этих измерений. Труды ЦАО, вып. 17, 1956.
153. М и н е р в и н В. Е., М а з и н И. П., Б у р к о в с к а я С. Н. Некоторые новые данные о водности облаков. Труды ЦАО, вып. 19, 1958.
154. М о л ч а н о в П. А. Аэрология. М., 1931.
155. М о л ч а н о в П. А. Атмосферные условия, определяющие образование и развитие сплошной облачности. Изв. АН, сер. геоф., № 2, 1941.
156. М о р а ч е в с к и й В. Г., Ш т а л ь В. А. Активные воздействия на погоду. Природа, № 9, 1958.
157. Н и к а н д р о в В. Я. О работе с психрометром в тумане. Сб. «Вопросы экспер. метеор.», 1941.
158. Н и к а н д р о в В. Я. Искусственные воздействия на облака и туманы. Гидрометеониздат, Л., 1959.
159. Н и к а н д р о в В. Я. К вопросу о сублимационном образовании твердых облачных элементов. Труды ГГО, вып. 31, 1951.
160. Н и к о л а й ш в и л и Г. В. Аэрологическая характеристика облачности над Тбилиси по данным самолетных подъемов. Труды ТбилНИГМИ, вып. 2, 1957.
161. Н и к а н д р о в В. Я. О взаимодействии переохлажденных водяных капель с твердыми частицами. Труды ГГО, вып. 57 (119), 1956.
162. Н и к а н д р о в В. Я. К вопросу о нормировании расхода твердой углекислоты при воздействии. Труды ГГО, вып. 67, 1957.
163. Н и к а н д р о в В. Я., Ч у в а е в А. П. О роли задерживающих слоев в разрешении осадков. Метеор. и гидрол., № 4, 1956.
164. Н и к и т и н Н. Д. Очерк развития классификации облаков и облачных систем. Метеор. и гидрол., № 3, 1947.
165. Н о в и к о в Е. А. Осаждение частиц аэрозоля из потока на препятствие. Изв. АН СССР, сер. геоф., № 8, 1957.

166. Орлова Е. М. Конвективные внутримассовые осадки. Труды НИУ ГУГМС, сер. II, вып. 14, 1946.
167. Орлова Е. М. К вопросу об определении изменений стратификации воздуха. Труды ЦИП, вып. 25, 1951.
168. Орлова Е. М. К вопросу о роли фронта в возникновении ливневых осадков. Труды ЦИП, вып. 38, 1955.
169. Основные сведения по аэрологии и синоптической метеорологии для летчиков и воздухоплатателей. Петр., 1917.
170. Пинус Н. З., Коноплев Н. П., Боровиков А. М. Опыты экспериментального исследования физико-синоптических условий образования облаков Ns — As. Труды ЦАО, вып. 1, 1947.
171. Петренко Н. В., Бачурина А. А. Прогноз видимости. Сб. метод. указаний по авиа. метеор., ЦИП, 1959.
172. Пономаренко С. И. Синоптико-аэрологические условия возникновения гроз на теплом фронте. Труды ЦИП, вып. 60, 1957.
173. Попова Т. П. Особенности тепловых фронтов над ЕТС зимой. Метеор. и гидрол., № 6, 1957.
174. Пчелко И. Г., Курганская В. М. Обледенение самолетов. Гидрометеоздат, Л., 1947.
175. Пчелко И. Г., Боровиков А. М. Результаты обработки данных микроструктурных наблюдений для облаков с обледенением и без обледенения. Труды ЦИП, вып. 80, 1959.
176. Пчелко И. Г. Метеорологические условия полетов на больших высотах. Гидрометеоздат, Л., 1957.
177. Прохоров П. С., Леонов Л. Ф. Влияние влажного дефицита на процессы соударения и слияния водяных капель. Коллоидн. журн., т. 14, 1952.
178. Прохоров П. С. ЖФХ 21, № 9, 1947.
179. Пшеная-Северин С. В. Распределение частиц дисперсной системы по размерам. ДАН СССР, 94, № 5, 1954.
180. Пшеная-Северин С. В. σ гидродинамическом взаимодействии облачных капель на малых расстояниях. Изв. АН СССР, сер. геоф., № 10, 1958.
181. Райд Д. Ослабление и отражение радиолокационных сигналов, обусловленного разными метеорологическими явлениями. Сб. «Распростр. сантим. радиоволн», ИЛ, М., 1951.
182. Решетов В. Д. Некоторые данные о структуре слоистых облаков. Труды ЦАО, вып. 1, 1947.
183. Решетов В. Д. Трансформация воздушных масс вследствие деформации. Метеор. и гидрол., № 2, 1949.
184. Решетов Г. Д. Вопросы авиационной метеорологии. Труды ЦИП, вып. 81.
185. Решикова А. А., Тонкова З. В. О связи высоты нижней границы облаков с дальностью видимости. Труды ЦАО, вып. 7, 1952.
186. Риттих П. А. Альтокумуляусы с падающими полосами. Изв. ГГО, № 3, 1931.
187. Ровинский Ф. Я. Новые методы регистрации водяных капель. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 7, 1959.
188. Руководство для определения облачных форм. Изд. ГГО (Облачной комиссии ГГО). Л., 1930.
189. Саламандра Г. Д., Набоко И. Л. Улавливание на пластинку, покрытую слоем сажи. ЖТФ, XXVII, вып. 3, 1957.
190. Саламандра Г. Д., Набоко И. Л. Скоростная микрофотография капель распыленной жидкости. ЖТФ, XXVII, вып. 3, 1957.
191. Сергиева А. П. Об электрических зарядах облачных частиц. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 7, 1959.
192. Серегин Ю. А. Рассеяние переохлажденных туманов с земли аэрозолем иодистого серебра. Труды ЦАО, вып. 19, 1957.
193. Селезнева Е. С. О ядрах конденсации в атмосфере. Труды НИУ ГУГМС, сер. I, вып. 7, 1945.

194. Селезнева Е. С. Условия образования кучевых облаков по наблюдениям летом 1946 г. Труды ГГО, вып. 7 (69), 1948.
195. Селезнева Е. С. Распределение температуры и влажности в дни с кучевой облачностью. Труды ГГО, вып. 13^а (75), 1948.
196. Селезнева Е. С. Микроструктура облаков. Метеор. и гидрол., № 2, 1948.
197. Селезнева Е. С. О высоте нижней границы внутримассовых облаков. Труды ГГО, вып. 63, 1956.
198. Смирнов Н. С., Танцова Н. Н., Шапошникова М. М. К вопросу о происхождении ядер конденсации. Изв. АН СССР, сер. геоф., № 3, 1954.
199. Снегирев В. Н. Наблюдения над облаками струйных течений в районе Москвы. Сб. «Исслед. облаков, осадков и гроз. эл-ва». Гидрометеоздат, М., 1957.
200. Соловьев А. Д. Методы искусственного образования ледяных частиц в переохлажденных облаках. Труды ЦАО, вып. 17, 1956.
201. Степаненко В. Д. Улучшение эффективности обнаружения метеорологических целей. Труды ЦАО, вып. 20, 1958.
202. Струзер Л. Р. Об измерении водности с помощью обогреваемого психрометра. Метеор. и гидрол., № 6, 1948.
203. Тверская Н. П. Испарение падающей капли. Уч. зап. ЛГУ, сер. физич. наук, 17, № 120, 1949.
204. Тимофеев М. П. и Швец М. Е. Испарение мелких капель воды. Метеор. и гидрол., № 2, 1948.
205. Токмачев Г. М. Новый тип диоптрийного угломера. Вопросы эксперим. метеорол., вып. 1, 1941.
206. Тонкова З. В., Рещикова А. А. Наблюдение над микроструктурой облаков на тяжелом самолете. Метод. указан. ЦАО, вып. 4, 1951.
207. Фатеев Н. П. К методике определения высоты нижней границы облачности. Труды ГГО, вып. 61, 1956.
208. Федорова А. А. О влиянии рельефа на повторяемость ливневых очагов. Сб. «Исслед. облаков, осадков и гроз. эл-ва», Л., 1957.
209. Федоров Е. К. Воздействие человека на метеорологические процессы. Вопросы философии, № 4, 1958.
210. Фейгельсон Е. М. Радиационное выхолаживание слоистых облаков. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 6, 1959.
211. Фейгельсон Е. М. Влияние облаков на тепловой режим атмосферы. Труды Геоф. ин-та АН СССР, № 37, 1956.
212. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. М.-Л., 1946.
213. Френкель Я. И. Теория явлений атмосферного электричества. Гостехиздат, М.-Л., 1949.
214. Френкель Я. И. К теории явлений аккомодации и конденсации. Усп. физ. наук, XX, вып. 1, 1938.
215. Фукс Н. А. Механика аэрозолей. Изд-во АН СССР, М., 1956.
216. Фукс Н. А. Испарение и рост капель в газообразной среде. Изд-во АН СССР, М., 1958.
217. Хвостиков И. А. Об исследовании атмосферы при помощи прожекторного луча. Изв. АН СССР сер. геоф., № 5—6, 1945.
218. Хвостиков И. А. Серебристые облака. Природа, № 5, 1952.
219. Химач М. А., Шишкин Н. С. Определение коэффициента эффективности соударения водяных капель. Труды ГГО, вып. 31 (93), 1951.
220. Хргиан А. Х. Некоторые данные о микроструктуре облаков. Труды ЦАО, вып. 7, 1952.
221. Хргиан А. Х., Мазин И. П. Расчет ошибок самолетного заборника капель. Труды ЦАО, вып. 12, 1953.
222. Хргиан А. Х. и Мазин И. П. О распределении капель по размерам в облаках. Труды ЦАО, вып. 7, 1952.
223. Хргиан А. Х., Мазин И. П. Анализ способов характеристики спектров распределения облачных капель. Труды ЦАО, вып. 17, 1956.
224. Хргиан А. Х. Об атмосферных процессах, мало отличающихся от адiabатических. Труды ЦАО, вып. 6, 1952.

225. Хргиан А. Х. Вертикальные движения и ветер над горной страной. Труды ЦАО, вып. 24, 1958.
226. Хргиан А. Х. Перламутровые облака. Вест. МГУ, № 6, 1957.
227. Хромов С. П. К вопросу о строении и вертикальной мощности As. Метеор. и гидрол., № 12, 1940.
228. Цитович Т. А. Физико-синоптические условия формирования подфронтальной части облачных систем теплого фронта. Дисс., 1955.
229. Цитович Т. А. К вопросу формирования подфронтальной части облачной системы теплого фронта. Труды ЦАО, вып. 30, 1959.
230. Черкасская В. М. Особенности возникновения и развития внутримассовых конвективных осадков. Труды ЦИП, вып. 31 (58), 1954.
231. Честная И. И. Изменение температуры и влажности воздуха при переходе из кучевого облака в окружающую его атмосферу. Труды ГГО, вып. 24 (86), 1950.
232. Чирвинский П. Н. Снег и снегозадержание. «Северный Кавказ», Ростов-на-Дону, 1932.
233. Чуваев А. П. Состояние атмосферы над Павловском в грозовые дни. Труды ГГО, вып. 7 (64), 1947.
234. Чуваев А. П. Об условиях, благоприятных для искусственного вызывания осадков. Метеор. и гидрол., № 11, 1956.
235. Чуваев А. П. Об особенностях методики воздействия «сухим льдом» на конвективные облака. Труды ГГО, вып. 72, 1957.
236. Чуваев А. П. О современных возможностях предотвращения гроз и града. Труды ГГО, вып. 74, 1957.
237. Чуваев А. П., Крюкова Г. Т. Некоторые результаты исследований мощных кучевых облаков. Труды ГГО, вып. 47 (109), 1954.
238. Чуваев А. П., Тарасов А. В. Опыт регулирования развития облаков мощной конвекции. Труды ГГО, вып. 72, 1957.
239. Чуринова М. П. Некоторые характеристики турбулентности в дни с кучевыми облаками. Труды ГГО, вып. 13, 1948.
240. Чуринова М. П. О турбулентности в некоторые дни с кучевыми облаками. Труды ГГО, вып. 24 (86), 1950.
241. Чуринова М. П. Некоторые характеристики турбулентности в дни со слоистыми облаками. Труды ГГО, вып. 54, 1955.
242. Шишкин Н. С. Осадки из конвективных облаков. Труды ГГО, вып. 24 (86), 1950.
243. Шишкин Н. С. О влажности воздуха и содержании жидкой воды в кучевых облаках. Метеор. и гидрол., вып. 7, 1951.
244. Шишкин Н. С. Исследование процесса образования летних осадков и грозового электричества. Усп. физ. наук, LXV, вып. 3, 1951.
245. Шишкин Н. С. О влажности воздуха в кучевых облаках. Труды ГГО, вып. 31, 1951.
246. Шишкин Н. С. О росте и распаде конвективных облаков при неустойчивой стратификации атмосферы. Труды ГГО, вып. 82, 1959.
247. Шишкин Н. С. Облака, осадки и грозовое электричество. Гостехиздат, М., 1954.
248. Шишкин Н. С. Об условиях развития конвекции в атмосфере. Труды ГГО, вып. 47 (109), 1954.
249. Шишкин Н. С. Использование метода слоя для прогноза вертикальной мощности конвективных облаков. Труды ГГО, вып. 54 (116), 1955.
250. Шишкин Н. С. О прогнозе гроз и ливней. Сб. «Исслед. облаков, осадков и гроз. эл-ва», Л., 1957.
251. Шишкин Н. С. О прогнозе гроз и ливней по методу слоя. Метеор. и гидрол., № 8, 1957.
252. Шмелер С. М. О содержании хлора в воде облаков в связи с их микроструктурой. Труды ЦАО, вып. 9, 1955.
253. Шукевич И. Б. О формах снежных кристаллов и других твердых гидрометеоров. Изв. Академии наук, сер. VI, № 4, 1910.

254. Шуляцкий А. Б. Радиолокационное рассеяние несферическими частицами. Труды ЦАО, вып. 30, 1959.
255. Åsckerman, B. Buoyancy and precipitation in tropical cumuli. Journ. Meteor., vol. 13, No 3, 1956.
256. Agarwala, Saha. A note on thermal inertia of cloud particles. Ind. Journ. Phys., 24, No 2, 1950.
257. Aitken: Papers. Cambr. Univ. Press, 1923.
258. Albrecht, F. Geheizte Haarhygrometer als Messgerät des Wassergehaltes von Wolken. Meteor. Zeitschr., XLII, Nr 12, 1925.
259. Appleman, H. Note on the effect of aircraft and aircraft exhaust on visibility. Bull. Am. Met. Soc., 37, No 1, 1956.
260. Appleman, H. The formation of exhaust condensation trails by jet craft. Bull. Am. Met. Soc., 34 (1), 1953.
261. Artificial stimulation of rain. London — New York — Paris, 1957.
262. Arx. Synoptic photography. Weather, XIII, No 6, 1958.
263. Atlas, D., Wexler, H. Moisture supply and growth of stratiform clouds. Journ. Meteor., vol. 15, No 6, 1958.
264. Atlas International des nuages, 1956.
265. Atlas International des nuages et des aspects du ciel. Paris, 1932.
266. Atlas, D. The estimation of cloud parameters by radar. Journ. Meteor., vol. 11, No 4, 1954.
267. Atlas, D., Bartnoff, S. Cloud visibility, radar reflectivity and dropsize distribution. Journ. Meteor., vol. 10, No 2, 1953.
268. Austin, A. R. I. Wave clouds over Southern England. Weather, 7 (12), 1952.
269. Austin, P. M., Bemis, A. Note on comparison of liquid water content of air with radar reflectivity. Massach. Inst. of Technology. Journ. of Meteor., vol. 7, No 2, April, 1950.
270. Avsec, D. Tourbillons thermoconvectives dans l'air. Journ. de Phys. et de Radium, № 11, 1938.
271. Barnes, W. H. The crystal structure of ice between 0° and 183° C. Proc. Roy. Soc., 125, 1929.
272. Battan, L., Brahan, R. A. A study of convective precipitation based on cloud and radar observations. Journ. Met., 13, No 6, 1956.
273. Battan, L. J. Influence of environment on the initiation of precipitation in tropical cumuli. Tellus, 10, No 4, 1958.
274. Bayardelle, Maud. Sur le mechanisme de la congélation de l'eau dans les nuages. C. r. Acad. Sci., 239, № 16, 1954.
275. Berg, H. Zur Struktur der Aufgleit- und Regenwolken. Ann. d. Hydr., B. 68, Nr 3, 1940.
276. Bergeron, T. La physique des nuages et des précipitations. Mem. de la S. Ass. Gen. de l'union Géoph. Géodes, 1935.
277. Berggrun, N. R. An empirical method for determination of area, rate and distribution of water drop impingement on airfoils. NACA Techn. Note, No 2476, 1951.
278. Bernal, J. D. and Fowler, J. Chem. Phys., 1, 1933.
279. Berry, Bolla, Beers. Handbook of meteorology, 1945.
280. Best, A. C. Drop-size distribution in cloud and fog. Q. J. R. M. S., 77 (333), 1951.
281. Best, A. Effect of turbulence and condensation on drop-size distribution in cloud. Q. J. R. M. S., 78, No 335, 1952.
282. Best, A. C. The evaporation of raindrops. Q. J. R. M. S., vol. 78, No 336, 1952.
283. Bigg, E. K. The supercooling of water. Proc. Phys. Soc. B., vol. 66 (8), No 404, 1953.
284. Birstein, S. J. The effects of relative humidity on the nucleating properties of photolysed silver iodide. Bull. Am. Met. Soc., 33, 1952.
285. Birstein, S. J. and Anderson, C. E. The mechanism of atmospheric ice formation. Pt. 1. The chemical composition of nucleating agents. Journ. of Met., 12 (1) Feb., 1955.

286. Birstein, S. J. The role of adsorption on heterogenous nucleation, adsorption of water vapour on silver iodide and lead iodide. *Journ. Met.*, 12, No 4, 1955.
287. Birstein, S. J. The adsorption of vapour on photolized silver iodide. *Journ. Met.*, 13, No 4, 1956.
288. Bjerknes, J. Exploration de quelques perturbations atmosphériques à l'aide des sondages rapprochés dans le temps. *Geofys. Publ.*, vol. IX, 1932.
289. Bjerknes, J. Saturated adiabatic ascent of air through dry-adiabatically descending environment. *Q. J. R. M. S.*, vol. 64, 1938.
290. Bjerknes, J., Palmén, E. Investigation of selected European cyclones by means of serial ascents. No 1. *Geofys. Publ.*, vol. IX. No 9, 1931. No 2, vol. XI, No 4, 1935.
291. Bjerknes, V., Solberg, H. Meteorological conditions for the formation of rain. *Geofys. Publ.*, vol. II, No 3, Kristiania, 1921.
292. Bleeker. Einige Bemerkungen über Eiseinsatz auf Flugzeugen. *Met. Zeitsch.*, Bd. 49, Nr 9, 1932.
293. Boucher, R. I. Empirical relationship between radar reflectivity drop-size distribution and liquid water content. *Mount Wash. Obs. Sci. Rep.*, 3.
294. Boutaric, A. Les aérosols, systèmes formées de particules dispersées dans le gaz. «*Génie Civil*», t. 120, № 1, 2, Jan., 1943.
295. Braham, Roscoe, R. Jr. The water and energy budgets of the thunderstorm and their relation to thunderstorm development. *Journ. Met.*, 9 (4), 1952.
296. Brandes, K. and Volmer, M. Zur Theorie des Krystallwachstums. *Z. f. Phys. Chem. A* 155, 1931.
297. Brewer, A. W. and Palmer, H. P. Freezing of supercooled water. *Proc. Phys. Soc. B.*, vol. 64, 1955.
298. Bricard, J. Etude de la constitution des nuages au sommet du Puy de Dôme. *La météor.*, 20, III—IV, 1939.
299. Bricard, J. Nature des nuages en relation avec les dimensions des particules qui les constituent. *C. R.* 210, 148, Paris, 1940.
300. Bricard, J. Teneur des nuages en eau sondée. *La Meteor.* V — VI, 1943.
301. Bricard, J. La constitution des nuages au Pic-du-Midi. *Compt. Rendus Acad. Sci. vol.* 216, 1. III, Paris, 1943.
302. Brock. Liquid water content and droplet size in the atmosphere. *Trans. of Ass. Am. Soc. Mech. Eng.* vol. 69, No 7, 1947.
303. Brown, J. C., Palmer, H. P., Wormell, T. W. The physics of rainclouds. *Quart. Journ. Roy. Met. Soc.*, vol. 80, No 345, 1954.
304. Brown, E. N., Willett, J. H. A three-slide cloud droplet sampler. *Bull. Am. Met. Soc.*, vol. 36, No 3, 1955.
305. Browne, J. C., Palmer, H. P. The physics of rainclouds. *Quart. Journ. Roy. Met. Soc.*, vol. 80, No 345, 1954.
306. Browne, L. C., Day, G. J., and Ludlam, F. H. Observations of small shower clouds. *Meteor. Magazine*, London, 84 (993) March, 1955.
307. Brun, E. et Pauthenier, M. Détermination des caractéristiques essentielles des nuages et des brouillards à l'aide d'un champ électrique ionisé. *La Météor.*, janv. — juin, 1943.
308. Byers, Horace, B. and Braham, Roscoe, R. Jr. Thunderstorm structure and circulation. *Journ. Met.*, 5 (3), 1948.
309. Byers, H. Condensation nuclei and precipitation. *J. Meteor.*, vol. 6, No 5, 1949.
310. Byers, Horace R., and Battan, L. J. Some effects of vertical wind shear on thunderstorm structure. *Bull. Am. Met. Soc.*, 30 (5), 1949.
311. Cabrera, N., Burton, W. K. Crystal growth and surface structure. *Faraday Soc. Disc. on crystal growth*, 1949.
312. Cadez. A légekör diszkontinuitási felületeinek alakjáról. *As Jdöjárás*, vol. 61, № 4, 1957.
313. Calwagen. Zur Diagnose und Prognose lokaler Sommerschauer. *Geofys. Publ.* III, Nr 10, 1926.

314. Cauer, K. Ergebnisse chemisch-meteorologischer Forschung. Arch. f. Met., Geophys. u. Bioklimat. (B), 1, 1949.
315. Ceilometer. Rev. Sci. Instr. VII. vol. 25, No 7, 1954.
316. Chavasse, N. H. AAF. Hurricane reconnaissance. Western Pacific, 1945. Bull. Am. Met. Soc. 27, No 9, 1946.
317. Conrad, V. Über den Wassergehalt der Wolken. Anzeiger. d. K. k. Akad. d. Wiss. Wien. 9. XI. 1899.
318. Conrad, V. Über den Wassergehalt der Wolken. Meteor. Zeitsch., XXXIV, Nr 12, 1899.
319. Conrad, V. Wassergehalt der Wolken. Deutsch. d. K. Akad. d. Wiss., 73, 1901.
320. Conrad, V. Bildung und Konstitution der Wolken Met. Zeitsch., XVII, Nr 4, 1907.
321. Cottrell, A. H. Theory of dislocations (Progress in Mod. Physics), vol. 1, Butterworth's Scientific Publications, London, 1949.
322. Coulier, M. Note sur une nouvelle propriété de l'air. Journ. Pharm. Chim. Paris, 22, 1875.
323. Crowson. Cloud observations from rockets. Bull. Am. Met. Soc. vol. 30, No 1, 1949.
324. Crozier, W. D., Seely, B. K. A second chloride cloud in California. B. A. M. Soc., vol. 33, No 4, 1952.
325. Cunningham, R. H. Chloride content of fog water in relation to air trajectory. B. M. Am. Met. Soc., vol. 22, Jan. 1941.
326. Cwilong, B. M. Sublimation in a Wilson chamber. Proc. Roy. Soc. A., 190, 1947.
327. Das. The growth of cloud droplets by coalescence. Ind. Journ. Geogr., I. No 2, Apr. 1950.
328. Demon, L. Evolution par coalescence provoquée des aérosols et des brouillards. Gén. Chim. 74, № 4, 1955.
329. Depperman, Ch. An improved mirror for photography of the whole sky. Bull. Am. Met. Soc., 30, No 8, 1949.
330. Dessens, H. Etude d'une particule de brume. Annales de Géophysique, 2, 1946.
331. Dessens, H. The use of spider's threads in the study of condensation nuclei. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., vol. 75, No 323, 1949.
332. Dessens, N. Les noyaux de condensation de l'atmosphère. C. R. Ac. Sci., 223, 1949.
333. Dessens, H. Study of the microphysics of natural clouds. Centenary Proc. of Roy. Met. Soc., 1950.
334. Dessens, H. Etudes sur les nuages équatoriaux. J. Bull. Obs. Puy de Dôme, No 3, 1955.
335. Diem, M. Messungen der Grösse von Wolkenelementen. I. Ann. der Hydromogr., Bd. 70, 1942.
336. Diem, M. Messungen der Grösse von Wolkenelementen. II. Met. Rundschau, Bd. 1, 1948.
337. Dieterichs, H. Zur Entstehung der Perlmutterwolken. Ber. d. Wetterdienst d. U. S. Zone, No 12, 1950.
338. Dieterichs, H. Über die Entstehung der Perlmutterwolken. Meteorologische Rundschau, Bd. 3 (9—10), 1950.
339. Dieterichs, H. Mother-of-pearl clouds and their problems. Geofis. pura ed appl. vol. 16, Fas. 3—4, 1950.
340. Dobson, C. E. Ice in the atmosphere. Quart. Journ. R. M. S., vol. 75, No 324, 1949.
341. Dolezel, J., Robert, A. C., Gunningham, M. Progress in icing research. Bull. Am. Met. Soc., vol. 27, No 6, 1946.
342. Dolezel E. Saturation and cooling of air layers by evaporation from falling rain. Journ. Meteor., vol. 1, 1944.
343. Donaldson, R. J. The measurement of cloud liquid-water content by radar. Journ. Met., 3, 1955.

344. Dorsch, R. G. and Hacker, P. T. Photomicrographic investigation of spontaneous freezing temperatures of supercooled water droplets. N. A. C. A. Techn. note, No 2142, 1950.
345. Dorsey, N. E. The freezing of supercooled water. Trans. Am. Philos. Soc., vol. 38, 1948.
346. Douglas, C. K. M. Altocumulus castellatus clouds. Meteorological Magazine, 79(939), 1950.
347. Dufour, L. Thermodynamical study of the entrainment of air into a cumulus. Tellus, 8, No 2, 1956.
348. Dufour, L. Entrainement d'air humide contenant de l'eau liquide. Tellus, 8, No 3, 1956.
349. Durst, C. S., Durst C. S. High level cloud in the tropics. Met. Mag., 82, 1953.
350. Eldridge, R. Measurements of cloud drop-size distribution. Journ. Met., 14, No 1, 1957.
351. Ericsson, E. Composition of atmospheric precipitation. Tellus, 4, 1952.
352. Ertel, H. Aerologische Abschätzung des Wassergehaltes der Wolken. Meteor. Zeitsch., No 2, 1943.
353. Ertel, V. H. Über die Akkumulation der Chlor-Ionen in driftenden Meeresnebeln. Zeitschr. f. Met., I. H. 7, 1947.
354. Externbrink, H. Lenticularis-Wolken und lokale Diskontinuitätsflächen. Meteor. Zeitschr., Bd. 57, 1940.
355. Facy, L. Sur la capture par la phase condensante des particules submicroscopiques. Sci., Proc. Int. Ass. Meteor. Rome, 1957.
356. Farlow, A. Physicochemical system for water aerosol measurements. Journ. Coll. Science, 11, 1956.
357. Final report of the advisory committee on weather control, Vol. 1—11, 1957.
358. Findeiser, W. Kolloid-meteorologische Vorgänge bei Niederschlagsbildung. Meteor. Zeitschr., Bd. 55, 1938.
359. Findeisen, W. Das Verdampfen der Wolken- und Regentropfen. Met. Zeitschr., 56, H. 12, 1939.
360. Findeisen, W. and Schulz, G. Experimentelle Untersuchungen über die atmosphärische Eisteichenbildung I. Forsch. u. Erfahr. d. Reichs. Wetter—D. A. Nr 27, 1944.
361. Fournier d'Albe. Some experiments on the condensation of water vapour at temperatures below 0°C. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., vol. 75, No 323, Jan. 1949.
362. Fournier d'Albe et Lateef, A. Preliminary note on the large hygroscopic particles suspended in the atmosphere. Bull. Obs. Puy de Dôme, No 1, 1953.
363. Fournier d'Albe. Giant hygroscopic nuclei in the atmosphere and their role in the formation of rain and hail. Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat., A 8, No 3, 1955.
364. Frank, F. C. Advances in physics (Phil. Mag. supplement), vol. 1, No 1, 1952.
365. Fraser D. Production of ice crystals in clouds by seeding. Nature, vol. 164, 1949.
366. Fraser, D., Rush, C. V. Thermodynamic limitation of ice accretion instruments. Bull. Am. Met. Soc., vol. 34, No 4, 1953.
367. Friend, A. Theory and practice of tropospheric sounding by radar. Proceed. Inst. Radio Engin., vol. 37, No 2, 1949.
368. Frish, H. L. and Collins, F. C. Diffusional processes in the growth of aerosol particles II. Journ. of Chem. Physics, vol. 21, No 2, 1953.
369. Frith, R. The size of cloud particles in stratocumulus clouds. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., vol. 77, No 333, 1951.
370. Frith, R. The size of cloud particles in stratocumulus clouds. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., vol. 77, No 333, 1951.
371. Fritz, S., Neiburger, M., Aufm Kampe, H. J. and Weickmann, H. K. Small drops, liquid-water content and transmission in clouds. Journ. Met., 11(5), 1954.

372. Frössling, N. Über die Verdunstung fallenden Tropfen. *Gerl. Beitr. Geophys.*, 52, H. 1/2, 1938.
373. Frost, B. Flying in jet stream winds. *Shell Aviation News*, No 186, p. 4, 1953.
374. Fukutomi, T. A theoretical study on the changes of liquid water contents of the intruding stationary sea fogs due to the capturing action of leaves and branches of the wood in the coastal region. *Journ. Met. Res.* vol. 4, 1952.
375. Georges, J. J. Fog, its causes and forecasting. *Bull. Am. Met. Soc.*, vol. 21, 1940.
376. George, P. A. Low stratus over Bangalore. *Ind. Meteor. Dep., Scient. Notes*, vol. X, No 123, 1948.
377. Georgii, I. Fortlaufende Wolken- und Himmelsaufnahmen. *Meteor. Zeitschr.* Nr 12, 1933.
378. Gibbs, J. W. *Thermodynamische Studien*. Leipzig, 1892.
379. Gold L. W., Power B. A. Correlation of snow crystal type with estimated temperature of formation. *Journ. Meteor.*, 9, No 5, 1952.
380. Gunn, R., Hitchfield, W. A laboratory investigation of the coalescence between large and small water-drops. *Journ. Met.*, vol. 8, No 1, 1951.
381. Hagemann, E. Eine Methode zur Bestimmung der Grösse der Nebel- und Wolkenelemente, *Gerl. Beit. z. Geoph.*, Bd. 46, 1935.
382. Hanle, W., Schmieller, A. Messung der Wolkenhöhe mit Scheinwerfer bei Tage. *Meteor. Rundsch.*, H. 3/4, 1949.
383. Haurwitz, B. Über die Wellenlänge von Luftwogen. *Gerl. Beit. z. Geoph.*, 37, H. 1, 1932.
384. Heverly J. R. Supercooling and crystallization. *Trans. Amer. Geophys. Union*, 30, 1949.
385. Hickes, W. F. Humidity measurement by a new system. *Refriger. Engineer*, vol. 54, No 10, 1947.
386. Hille, A. A. A felhőmagasság közepes értékei a budai repülőterén. Mean values of heights of clouds at the airport Budapest — Budaors. *As Időjárás*, Jul. — Sept. 1948.
387. Hill. *Quart. Journ. Roy. Met. Soc.* vol. 50, 1924, 227.
388. Hitchfield. Errors inherent in the radar measurements of rainfall at attenuating wave-lengths. *Journ. Meteor.*, vol. 11, No 1, 1954.
389. Hocking, L. M. The collision efficiency of small drops. *Quart. Journ. Roy. Met. Soc.*, vol. 85, No 363, 1959.
390. Hosler. On the crystallization of supercooled clouds. *Journ. of Met.*, vol. 8, No 5, 1951.
391. Houghton, H. G. A preliminary quantitative analysis of precipitation mechanisms. *Journ. of Met.*, vol. 7, No 6, 1950.
392. Houghton, H. G. A method for the local dissipation of natural fog. *Pap. Phys. Ocean. Met.*, vol. 6, No 3, 1938.
393. Houghton, H. G. On the chemical composition of fog and cloud water. *Journ. Met.*, 4, 1955.
394. Howard, L. On the modifications of clouds. 1803.
395. *International cloud album for observers in aircraft*. World Meteor. Organization, 1956.
396. *International cloud atlas*. Vol. 1. World Meteorological Organization, 1956.
397. Isono, K. An electron-microscope study of ice crystal formation. *Journ. Met. Soc. Japan*. 2-nd ser., 31, No 9, 1953.
398. Jacobi, W., Junge, Chr., Lippert, W. Reihenuntersuchungen des natürlichen Aerosols mittels Elektronenmikroskops. *Arch. f. Met., Geoph. u. Bioklimat.*, 5(2), 1952.
399. Jacobi, W. Über die Eisbildung in reinem unterkühltem Wasser. *Z. Naturforsch.*, 10 a, No 4, 1955.
400. James, D. G. Forecasting cirrus clouds over the British Isles. *Prof. Notes. Met. Off. London*, No 123, 1957.
401. James, M. D. Investigations relating to cirrus clouds. *Met. Mag.*, vol. 86, No 1015, 1957.

402. James D. G. Fluctuations of temperature below cumulus clouds. *Quart. Journ. Roy. Met. Soc.* 79, No 341, 1953.
403. Jones R. F. Radar echoes from atmospheric inhomogeneities. *Quart. Journ. Roy. Met. Soc.*, vol. 84, No 362, 1958.
404. Junge, Chr. Zur Frage der Kernwirksamkeit des Staubes. *Met. Zeitschr.*, Nr 5, 1936.
405. Junge, Chr. Übersättigungsmessungen an atmosphärischen Kondensationkernen. *Gerl. Beit. Geoph.*, 46, 1936.
406. Junge, Chr. Nuclei of atmospheric condensation. *Compend. of Met.*, 1951.
407. Junge, Chr. Bemerkungen zur Frage der Eiskeimbildung im frostübersättigtem Bereich. *Arch. f. Met., Geophys. u. Bioklim.*, ser. A, 5, Nr 1, 1952.
408. Junge, Chr. Gesetzmässigkeiten in der Grössenverteilung atmosphärischer Aerosole über dem Kontinent. *Ber. Deutsch. Wetterdien.*, U. S. Zone, Nr 35, 1952.
409. Junge, Chr. Konstitution des atmosphärischen Aerosols. *Ann. d. Met. Beiheft*, 1952.
410. Junge, Chr. The chemical composition of atmospheric aerosols. *Journ. Met.*, vol. 11, 1953.
411. Kamiyama, K., Eguchi, M., Yatabe, Y. and Moriguchi, M. Determination of precipitable water in air by near infra-red spectrometry. *Geophys. Mag.*, 23(1), 1951.
412. Kampe, H. J. Visibility and liquid water content in clouds in the free atmosphere. *Journ. Met.*, vol. 7, No 1, 1950.
413. Kampe, H. J. Visibility and liquid water content in clouds in the free atmosphere. *Journ. Meteor.*, vol. 7, No 2, Apr. 1950.
414. Kampe, H. J., Weickmann, H. K., Kelly, M. K. The influence of temperature on the shape of ice crystals growing at water saturation. *Journ. of Met.*, 8, No 3, 1951.
415. Kampe, H. J. and Weickmann, H. K. Trabert's formula and the determination of the water content in clouds. *Journ. Met.*, 9(3), 1952.
416. Kampe, H. J., Weickmann, H. K. Particle-size distribution in different types of clouds. *Proceed. of Third Weather Radar Conference, 1953*, Mc Gill Univ. Montreal.
417. Kampe, H. J., Weickmann, H. K. A continuously recording water-content meter. *Journ. Met.*, vol. 13, No 1, 1956.
418. Kassandra, A. R., Sims, L. L. Cloud photography with ground-located K-17 aerial cameras. *Journ. Meteor.*, vol. 14, No 1, 1957.
419. Keiji, Higuchi. A new method for the simultaneous observation of shape and size of a large number of falling snow particles. *J. Met.*, vol. 13, No 3, 1956.
420. Kerker, M., Langleben, S. Scattering of microwaves by a melting-spherical ice-particles. *Journ. Meteor.*, vol. 8, No 6, 1951.
421. Kinzer, G. D., Gunn, R. The evaporation, temperature and thermal relaxation time of falling water-drops. *Journ. Meteor.* 8, No 1, 1951.
422. Kinoshita. The drop-size distribution of a mountain fog. *Journ. Met. Research*, 4, 1952.
423. Kleinschmidt, E. *Handbuch der meteorologischen Instrumente.* Berlin, 1935.
424. Köhler, H. Untersuchungen über die Elemente des Nebels und der Wolken. *Medd. R. Stock. Met. Hydr. Anst.* 2, Nr 5, Stockholm, 1925.
425. Köhler, H. Zur Kondensation des Wasserdampfes in der Atmosphäre. *Geophys. Publ. Oslo*, vol. 5, No 1, 1927.
426. Köhler, H. On water in the clouds. *Geophys. Publikationer*, vol.V., Oslo, 1930.
427. Köhler, H. The nucleus and the growth of water droplets. *Trans. Faraday Soc.*, 32, 1936.
428. Köhler, H. An experimental investigation on sea-water nuclei. *Nova Acta reg. Soc. Scient. Upsaliensis*, ser. IV, vol. 12, No 6, 1941.
429. Kojima, Oono, Yomaji. Measurement of the size of fog particles. *Journ. Met. Res.*, vol. 4, 1952.

430. Koschmieder, H., Meyer, H. Wolken — photogrammetrie. *Scient. Proceed. Int. Met. Ass. Rome, 1954, 1957.*
431. Kraight, P. E. Temperature and moisture gradient under low stratus clouds. *Bull. Am. Met. Soc.*, 33, No 10, 1952.
432. Krastanow, L. Über die Rolle der Kondensationskerne bei den Kondensationsvorgängen in der freien Atmosphäre. *Met. Zeitschr.*, B, 53, H. 4, 1936.
433. Krastanow, L. Beitrag zur Theorie der Tropfen und Kristallbildung in der Atmosphäre. *Met. Zeitschr.*, H. 2, 1941.
434. Krastanow, L. Über die Bildung und das Wachstum der Eiskristalle in der Atmosphäre. *Met. Zeitschr.*, 60, H. 1, 1943.
435. Krastanow, L. Bemerkungen zur Klärung des Problems der atmosphärischen Eisteilchenbildung. *Met. Zeitschr.*, 61, I, 1944.
436. Krastanow, L. A nem telyesen megnedvesithető kondenzációs magvak hatckonyosagáról. *As Jdöjárás*, 61, № 5, 1957.
437. Kinzer, G. D., Cobb, W. E. Laboratory measurements on the growth and collection efficiency of raindrops. *Journ. Met.*, 13, No 3, 1956.
438. Klee, A. I., Treybal, R. E. Rate of rise or fall of liquid drops, *Ch. E. Journ.*, vol. 2, No 4, 1956.
439. Köhler H. Some thermodynamic formulas and their interpretation. *Medd. Met. Inst. Univ. Ups.* No 49, 1956.
440. Kosiba A. O powstawaniu kristalów sniegu w atmosferze. *Waszech swiat*, No 1, 1955.
441. Kumai. Electron-microscope study of snow crystal nuclei. *Journ. Met.* vol. 8, No 3, 1951.
442. Kuroiwa, D. Electron-microscope study of fog nuclei. *Journ. Met.*, 8, No 3, 1951.
443. Kuroiwa, D. The composition of sea-fog nuclei as identified by electron microscope. *Journ. Met.*, vol. 13, No 4, 1956.
444. Lafargue, G. Sur la glaciation des gouttelettes d'eau dans l'atmosphère. *C. r. Ac. Sci.*, 230, № 12, 1950.
445. Lafargue, G. Quelques remarques concernant la microphysique des nuages surfondus et les noyaux de congelation atmosphérique. *Bull. Obs. Puy de Dôme*, ser. 2, № 1, 1953.
446. Landsberg, H. Atmospheric condensation nuclei. *Ergebn. d. Kosm. Physik*, Bd, III, 1938.
447. Landsberg, H. Observations of condensations nuclei in the atmosphere. *Month. Weath. Rev.*, vol. 62, 1944.
448. Langmuir, J. *Journ. Am. Chem. Soc.*, vol. 37, 1915.
449. Langmuir, J., Blodgett, K. A. Mathematical investigation of water droplet trajectories. *Gen. El. Comp. Rep.*, July, 1945.
450. Langmuir, J. The growth of particles in smokes and clouds and the production of snow from supercooled clouds. *Proc. Am. Philos. Soc.*, vol. 92, 1948.
451. Langmuir, J. Cloud seeding by means of dry ice, silver iodide and sodium chloride. *Trans. New York, Acad. Sci.*, ser. 11, 14, No 1, 1951.
452. Lee, C. *Cloudland*. London, 1894.
453. Le Roy, H. Clem. Clear air turbulence near the jet stream maxima. *Bull. Am. Met. Soc.*, vol. 36, No 2, 1955.
454. Letzmann, J. *Kinematik d. Lenticularis*. *Met. Zeitschr.*, 50, 1933.
455. Lewis, W. The importance of artificial nucleation for the production of precipitation. *New York Academy of Sciences, Transactions*, 2-nd ser., 12 (8), June 1950.
456. Lewis, W. Meteorological aspects in aircraft icing. *Compend. of Met.*, 1951.
457. Linke, F. Kondensationskerne im Elektronenmikroskop gesehen. *Naturwiss.*, 1943.
458. Littlejohns, L. W. High cloud structure in equatorial southeast Asia. *Met. Magaz.*, vol. 87, No 1032, 1958.

459. Ludlam, F. H. The composition of coagulation elements in cumulonimbus. *Q. J. R. M. S.*, 76, No 327, 1950.
460. Ludlam, F. H. The heat economy of a rimed cylinder. *Quart. Journ. Roy. Met. Soc.*, vol. 77. No 334, Oct. 1951.
461. Ludlam, F. H. Orographic cirrus clouds. *Q. J. R. M. S.*, 78 (338), 1952.
462. Ludlam, F. H. The forms of ice clouds. *Quart. Journ. Roy. Met. Soc.*, 82, No 353, 1956.
463. Ludlam, F. H. Noctilucent clouds. *Tellus*, 9, No 3, 1957.
464. Ludlam, F. H., Scorer, R. S. Bubble theory of penetrative convection. *Quart. Journ. Roy. Met. Soc.* 79, No 339, 1953.
465. Mac-Donald, I. E. Homogeneous nucleation of supercooled water drops. *J. Meteor.*, 10, 1953.
466. Mahrous, M. A. Drop sizes in sea mists. *Q. J. R. M. S.* 80 (343), 1954.
467. Mail, S. Forms of stratiform clouds. *Beitr. z. Phys. d. fr. Atm.* XVII, 1931.
468. Malkus, J. S. Recent advances in the study of convective clouds and their interaction with environment. Woods Hole. Oceanographic Institution, Technical Report, No 16, 1951.
469. Malkus, J. S. On the formation and structure of downdrafts in cumulus clouds. *Journ. Met.*, 4, 1955.
470. Malkus, J. S. Trade cumulus cloud groups and mechanism of their origin. *Tellus*, 9, No 1, 1957.
471. Malkus, J. S., Scorer, R. S. and Ludlam, F. H. Bubble theory of penetrative convection. *Q. J. R. M. S.*, 79 (340), 1953.
472. Malkus, J. S. and Ronne, C. Concerning the structure of some cumulus clouds which penetrated the high tropical troposphere. Technical Report, No 27, 1954.
473. Manley, R. S., Mason, S. G. *Journ. Coll. Sci.*, vol. 7, 1957.
474. Marshall, J. S. and Langleben, M. P. A theory of snow crystal habit and growth. *Journ. Met.*, vol. 11, No 2, 1954.
475. Mason, B. J. The nature of ice forming nuclei in the atmosphere. *Quart. J. R. M. S.*, vol. 76, No 327, Jan. 1950.
476. Mason, B. J. Production of rain and drizzle by coalescence in stratiform clouds. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 78, No 337, 1952.
477. Mason, B. J. The spontaneous crystallization of supercooled water. *Quart. J. R. Met. Soc.*, vol. 78, No 335, 1952.
478. Mason, B. J. Growth of ice crystals in supercooled cloud. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, vol. 79, No 339, 1953.
479. Mason, B. J. The growth of ice crystals in a supercooled water cloud. Discussion. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, vol. 79, No 340, 1953.
480. Mason, B. J. The appearance of ice crystals in expansion and mixing cloud chambers. *Bull. Obs. Puy de Dôme*, № 3, 1955.
481. Mason, B. J., Howorth, B. P. Some characteristics of stratiform clouds. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 78, No 336, 1952.
482. Mason, B. J., Ludlam, F. H. The microphysics of clouds. *Rep. Progr. Phys.* vol. 14, 1950.
483. Mason, B. J., Shaw, D. The effect of temperature and supersaturation on the growth habit of ice crystals. *J. Met.*, 12, No 1, 1955.
484. Matthewman, A. G. A study of warm fronts. *Met. Off. Prof. Notes*, No 114, London, 1955.
485. Maurice. *Télémetrie des nuages*. *Air*, vol. 37, № 712, 1956.
486. Maxwell, J. Theory of the wet bulb thermometer. *Scientific papers*, vol. 11, 1927.
487. May, K. R. The measurement of airborne droplets by the magnesium oxide method. *Journ. Sci. Instr.*, 27, 1950.
488. Mazur. On the sampling of water droplets in natural clouds. *Phys. Soc. of London. Proceed.* Pt. 6, 65 (390 B) 1952.
489. Mecke. Über Streuung und Beugung des Lichtes durch Nebel und Wolken. *I. Ann. d. Phys.*, Bd. 61, 1920.

490. Mecke. Über Zerstreung und Beugung des Lichtes durch Nebel und Wolken. II. Ann. d. Phys. 65, 1925.
491. Menzl. Über den Chlorgehalt der Niederschläge. Zeitschr. f. Met., Nr 10, 1948.
492. Miyake. The chemistry of rain water. Bull. Am. Met. Soc., 20, 1939.
493. Mohn, H. Irisierende Wolken. Meteor. Zeitschr., Bd. 10, 1893.
494. Moore, C. B. Measurements of condensation nuclei over the North Atlantic. Quart. Journ. R. M. S., 78, No 338, 1952.
495. Moore, C. B., Smith, J. R. und Church, D. A. Comments on «Downdrafts in cumulus clouds». Journ. Met., vol. 14, No 1, 1957.
496. Mossop, S. C., Bigg, E. K. The freezing of cloud droplets. Proc. Phys. Soc. B., 66, 1953. Quart. J. R. M. S., 79, No 342, 1953, Quart. J. R. M. S. 80, No 345, 1954.
497. Mossop, S. C. The freezing of supercooled water. Phoc. Phys. Soc. ser. B, 68, 1955.
498. Murgatroyd, K. J., Goldsmith, P. High clouds over southern England. Prof. Notes of Met. Off., vol. 7, No 119, 1956.
499. Murgatroyd, R. J. Cloud physics at the meteorological research flight. Arch. Met. Geoph. Bioklim., ser. A, Bd. 8, H. 3.
500. Nakaya, U. The growth of ice crystals. Quart. J. R. M. S., 64, 1938.
501. Nakaya, U. Ice crystals formation. Compend. of Met., Am. Met. Soc., Boston, 1951.
502. Nakaya, U. Snow crystals. Camb., 1953.
503. Nakaya, U. Snow crystals formation. U. S. Snow, Ice and Permafrost Res. Establishment. Research Paper, No 3, 1954.
504. Narayanan, M. V., Manna, M. P. Heights of base of clouds in India as determined from pilot balloons ascents. Ind. Met. Dep. Scient. Notes, 3, No 25, 1931.
505. Neumann, H. B. Messungen des Aerosols an der Nordsee. Gerl. Beitr. f. Geophys., 56, 1940.
506. Neiburger, M. Temperature changes during formation and dissipation of west coast stratus. Journ. Met., vol. 1, No 1—2, 1944.
507. Neiburger, M., Wurtele, H. On the nature and size of particles in haze, fog and stratus. Chemic. Review, 44, No 2, 1949.
508. Neiburger, M., Kampe, H. J. and Weickmann, H. K. Further comments on visibility and liquid water content in clouds. Journ. Met., 11(1), 1952.
509. Neiburger, M., Kampe, H. J. and Weickmann, H. K. Visibility and liquid content in cloud. Journ. Met., 10(5), 1953.
510. Nyberg, Alf. On liquid water content in fogs and clouds. Meteorologiska och Hydrologiska Institut, ser. B, No 6, Meddelanden, 1949.
511. Ogiwara. Electron-microscopic study of cloud and fog nuclei. Tellus, 4, 1952.
512. Ohta, S. Investigation of condensation nuclei. Bull. Am. Met. Soc., vol. 30, No 8, 1949.
513. Osterbrock, P., Sharpless, S. Photographs with the Heyney-Greenstein wide-angled camera. Astroph. Journ., 3, No 1, Jan. 1951.
514. Otani. Theoretical aspects on size distribution of cloud particles. Geophys. Magaz., 23, No 1, 1951.
515. Owens, J. S. Sea salt and condensation nuclei. Quart. Journ. R. M. S., 66, No 303, p. 2, 1944.
516. Palmer, H. P. Natural ice-particle nuclei. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., vol. 75, No 323, Jan. 1949.
517. Pauthenier, M., Cochet, R. Rev. Génér. Electricité, 62, 1953.
518. Penndorf, R. Comments on «Measurements of cloud drop-size distribution». Journ. Meteor. 14, No 6, 1957.
519. Peppler, W. Die vertikale Erstreckung der Wolkenschichten und die Wolkenlagen über Lindenberg. Met. Zeitschr., Bd. 78, 1921.
520. Peppler, W. Beiträge zur Physik des Cumulus. Beif. z. Phys. d. Atm. X, H. 2—3, 1922.

521. Peppler, W. Zur Aerologie des Castellatus. *Beit. z. Phys. d. f. Atm.* XIII. 1927.
522. Peppler, W. Aerologische Studien über die Lenticularis—Wolken. *Beit. z. Phys. d. f. Atm.*, 16, 1930.
523. Peppler, W. Zur Aerologie der Wolken, besonders von Nb *Beitr. z. Phys. d. f. Atm.*, Bd. 23, H. 4, 1936.
524. Peppler, W. Unterkühlte Wasserwolken und Eiswolken. *Forsch. Erfahr. d. R. W. D. Reihe B. Nr 1*, 1940.
525. Perlat. *Visibilité et hauteur de le base des nuages. La Météor.*, No 33, ser. 4, 1954.
526. Peters, E. Eine neue Methode zur Bestimmung des Gehaltes an flüssigen Wasser in Wolken und Nebeln. *Zeitschr. f. Meteor.* Bd. 11. Nr 4, 1957.
527. Petterssen S. Convection in theory and practice. *Met. Off. Syn. Memorandum*, No 102, 1945.
528. Petterssen, S. On the causes and forecasting of California fog. *Bul. Am. Met. Soc.*, 19, 1938.
529. Petterssen, S. *Weather analysis and forecasting.* New York, 1940.
530. Pettit, K. G. «The Rockliffe ice wagon» and its role in Canadian icing research. *Publ. Roy. Met. Soc. Canada, Toronto*, 2, No 5, 1951.
531. Pettit, K. G. The characteristics of supercooled clouds during Canadian icing experiments. *Proc. Toronto Conference*, 1955.
532. Picca, R. Etudes sur la surfusion de gouttelettes d'eau. *Bull. Obs. Puy de Dôme*, No 2, 1954.
533. Priestly, C. H. B. Buoyant motion in a turbulent environment. *Austr. Journ. Physics*, vol. 6, No 3, 1953.
534. Pruppacher, H. R., Sängler, R. Mechanismus der Vereisung unterkühlten Wassertropfen durch disperse Substanzen. *Zeit. f. Angew. Math. Phys.* 6, No 5—6, 1955.
535. Quervain, A. *Beiträge zur Wolkenkunde. Met. Zeitschr.*, 1908.
536. Radford, W. H. An instrument for sampling and measuring liquid fog water. *Pap. In. Phys. Ocean. Met.*, vol. 6, No 4, 1938.
537. Rau W. *Gefriervorgänge des Wassers bei tiefen Temperaturen. (Vorläufige Mitteilung). Bericht der D. Akad. d. Luftfahrforsch. Schr. d. Deutsch. Akad. d. Luftfahrforschung*, Bd. 8, H. 2. 1944.
538. Rau, W. Unterkühlbarkeit des Wassers und atmosphärische Eisbildung. *Aus der Forschungsstelle für Physik d. Stratosphäre in Weissenau. Wetter u. Klima*, 2, Jahrg., H. 3/4, 1949.
539. Rau, W. Über den Einfluss des Tropfenvolumens auf Unterkühlbarkeit von Wassertropfen und die Bedeutung des Gefrierkern spektrums. *Zeitschr. f. Naturforschung*, 8 a, Nr 2/3, 1953.
540. Rau, W. Die Unterkühlbarkeit wässriger Lösungen und ihre Bedeutung für die atmosphärische Eisbildung. *Zeitschr. f. Naturforsch.*, 9 a, No 11, 1954.
541. Rau, W. Gefrierkerngehalt und Gefrierkernspektrum des natürlichen Aerosols. *Meteor. Rundschau*, 7, Nr 3/4, 1954.
542. Rau, W. Bestimmung der Grösse und Häufigkeit von Chloridteilchen in maritimen Aerosol. *Met. Rundsch.*, Bd. 9, Nr 11/12, 1956.
543. Rayleigh. On convection currents in a horizontal layer of fluid *Philos. Magaz.*, 6-th ser., No 192, 1916.
544. Read, W. T. *Dislocations in crystals.* New York, 1953.
545. Reitan-Braham, R. R. Observation of salt nuclei over midwestern United States. *Journ. Meteor.* vol. 11, No 6, 1954.
546. Reynolds, S. E. Ice crystal growth. *Journ. Met.*, vol. 9, No 1, 1952.
547. Richter G. Der Kerngehalt der Luft in Karlsbad. *Met. Rundschau*, H. 9/10, 1948.
548. Robinson, A. On the motion of small particles in a potential field of force. *Com. on Pure and Appl. Math.*, vol. 9, No 1, 1956.
549. Robitsch, M. Die Eigentemperaturen von Nebeltröpfchen. *Zeitsch. Meteor.* 4, Nr 12, 1950.
550. Rodebusch, W. H. Nuclei in evaporation and condensation. *Chem. Rev.*, 44, No 2, 1949.

551. Roulleau, M. Mécanismes de congélation de l'eau. Journ. Scient. de Mét. X, № 37, 1958.
552. Rubin, M. Liquid particles in atmospheric haze. Journ. Atm. Ter. Phys., 2, No 2, 1952.
553. Runge, H. Reihenförmiges Auftreten von Acu-cast und Acu-lent. Meteor. Zeitschr. Nr 8, 1933.
554. Saffman, R. G., Turner, I. S. On the collision of drops in turbulent clouds, Journ. Fluid Mech., I, 1956.
555. Salles, E. Les noyaux de condensation dans l'atmosphère. Leur nature. La Météorologie. T. VI. 1943.
556. Samuels, L. T. Investigation of conditions favorable for the formation of ice on airplanes. Bull. Am. Met. Soc., vol. 10, No 6/7, 1929.
557. Sängner, R. On the structure of ice-forming nuclei. Zeitschr. f. Ang. Mat. u. Phys. 7, Nr 3, 1956.
558. Sartor, D. T. The coalescence of small water drops. Quart. Journ. Roy. Met. Soc. 82, No 351, 1956.
559. Sawyer, J. S. Temperature, humidity and cloud near fronts in the middle and upper troposphere. Quart. Journ. Roy. Met. Soc. 84, No 362, 1958.
560. Sawyer, J. S., Dinsdale, F. E. Cloud in relation to active warm fronts. Met. Off. Prof. Notes, No 115, London, 1955.
561. Sawyer, L. S., Illiyet, B. The distribution of medium and high cloud near the jet stream. Met. Magaz., vol. 80, No 952, 1951.
562. Schaeer, V. Amount of water in summer clouds at the Mt Washington summit. Gen. Elect. Co. Schenect. 1946.
563. Schaefer, V. The natural and artificial formation of snow in the atmosphere. Trans. Am. Geophys. Union, 29, No 4, 1948.
564. Schaefer, V. The use of clouds for locating the jet stream. Aeroplane, 1953.
565. Schaefer, V. Cloud forms of the jet streams. Tellus, 5, No 1, 1953.
566. Schaefer, V. Silver and lead iodides as ice crystals nuclei. Journ. Meteor. vol. 11, No 5, 1954.
567. Schaefer, V. Ice crystals formed spontaneously by the rapid expansion of moist air. Journ. Coll. Sci., vol. 9, No 2, 1954.
568. Schereschewsky, P. A. et Wehrle, P. Les systèmes nuageux. p. 1—III, Paris, 1923.
569. Schindler, G. Der Altocumulus und seine Bedeutung als Wettervorzeichen. Ann. d. Hydrol., Bd. 67, 1939.
570. Schlägintweit, A. Neuere Untersuchungen über die Physik, Geographie, und Geologie der Alpen. Kap. XIII, 1858.
571. Schmauss, A., Wigand, A. Die Atmosphäre als Kolloid. 1929.
572. Schotland, R. M. The collision efficiency of cloud drops of equal size. Journ. of Meteor., vol. 14, No 5, 1957.
573. Schumacher, C. Beobachtungen an einer Altocumulusdecke. Wetter., Bd. 57, Nr 7, 1948.
574. Schumann. Theoretical aspects of the size distribution of fog particles. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., vol. 66, 1940.
575. Scorer, R. S. and Ludlam, F. H. Bubble theory of penetrative convection. Quart. Journ. Roy. Met., Soc., vol. 79, No 339, 1953.
576. Serafini, I. Impingement of water drops on wedge airfoils at supersonic speeds. NACA Report, No 1159, 1954.
577. Serpolay, R. Enseignements tirés de deux groupes d'expériences sur des stratus surfondus. Bull. Obs. Puy de Dôme, 1957.
578. Shaw, D. and Mason, B. The growth of ice crystals from the vapor. Philos. Mag., 46, No 374, 1955.
579. Simpson, G. G. Sea salt and condensation nuclei. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., vol. 67, April 1941.
580. Sivadjian, J. Analyse hydrophotographique des gouttelettes de pluie et de brouillard. Comp. Rend., 236 (1), 1953.

581. Skierlo. Statistische Bearbeitung der Wolkenmessungen. Forsch. Erfahr R. W. Dienstes, Reihe A., Nr 3, 1940.
582. Smith, E. I. Observations of rain from non freezing clouds. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 77, No 331, 1951.
583. Smith, E. J., Heffernan, K. J. Airborne measurements of the concentration of natural and artificial nuclei. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 80, No 344, 1954.
584. Soulage, G. Sur les noyaux de congélation dans l'atmosphère. C. R. Acad. Sci., vol. 239, No 1, 1954.
585. Soulage, G. Recherche des noyaux de congélation atmosphériques dans les flocons de neige. Bull. Obs. Puy de Dôme, № 2, 1955.
586. Soulage, G. Etude des générateurs de fumées d'iode d'argent. Bull. Obs. Puy de Dôme, № 1, 1955.
587. Squires, P. and Gillespie, C. A. A cloud-droplet sampler for use on aircraft. Quart. Journ. Roy. Met. Soc, vol. 78, No 337, 1952.
588. Stommel, H. Entrainment of air into cumulus cloud. I. Journ. Meteor., 4, No 3, 1947.
589. Stommel, H. Entrainment of air into a cumulus cloud. II. Journ. Meteor., 8 (2), 1951.
590. Störmer, C. Höhe und Farbenverteilung der Perlmutterwolken. Geophys. Publ., vol. 9, No 4, 1932.
591. Störmer, C. Mesures photogrammétriques de la hauteur des nuages nacrés. Compt. Rendus de l'Acad. de Paris, 210, 1940.
592. Störmer, R. C. Höhenbestimmungen von Perlmutterwolken von 1926—1934. Beitr. z. Phys. d. f. Atm. Bd. 26, 1940.
593. Stratocumulus clouds. Met. Magaz., vol. 86, No 1022, 1957.
594. Süring, R. Die Wolken. Leipzig, 1950.
595. Taylor, V. Notes on possible equipment and technique for experiments on icing on aircraft. Aeronaut. Res. Comm. R. M. No 2024, London, H. M. S. O., 1940.
596. Telford, J. W., Thorndike, N. S. and Bowen, E. G. The coalescence between small water drops. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 81, No 348, 1955.
597. The thunderstorm. U. S. Weather Bureau. Washington, 1949.
598. Tribus, M., Bader, S. Analysis of heat transfer over a small cylinder in icing conditions on Mount Washington. Trans. ASME, vol. 70, No 8, 1948.
599. Tribus, M., Young, C. B., Boelter, L. M. Limitation and mathematical basis for predicting aircraft icing. Transact. of ASME, vol. 70, No 8, 1948.
600. Turnbull, D. and Fischer, J. C. Rate of nucleation in condensed systems. Journ. Chem. Phys., 17, 1949.
601. Turner. The salinity of rainfall as a function of drop-size. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., vol. 81, No 349, 1955.
602. Twomey, S. The identification of hygroscopic particles in the atmosphere by a phase-transition method. J. Appl. Phys., 24, 1953.
603. Twomey, S. The composition of the hygroscopic particles in the atmosphere. Journ. Met., vol. 11, No 4, 1954.
604. Twomey, S. The distribution of sea-salt nuclei in air over land. Journ. Met., vol. 12, No 1, 1955.
605. Väisälä, V. Die Wolkenhöhen in Finnland. Soc. Scient. Fenn, Comm. Phys. Math. 5 Nr 8, 1930.
606. Volmer. Kinetik der Phasenbildung. Leipzig, 1939.
607. Vonnegut, B. Production of ice crystals by the adiabatic expansion of gas. Journ. Applied Phys. vol. 19, No 10, 1948.
608. Vonnegut, B. A. Capillary collector for measuring the deposition of water drops on a surface moving through clouds. Rev. Scient. Inst., vol. 20, No 2, 1949.
609. Wagner, A. Neuere Untersuchungen der Wolkenelementen auf dem Hohen Sonnblick. Sitzber. d. Math.—Nat. Kl. d. K. Akad. Wiss. Wien, Bd. 117, 1908.

610. Wakeshima, H. Fog formation due to selfnucleation. Journ. Phys. Soc. Japan, vol. 9, No 3, 1954.
611. Wakeshima, H. Development of emulsions due to self-nucleation. Journ. Phys. Soc. Japan, 10 (1), 1955.
612. Walling, I. Roll cloud. Met. Mag., 81 (1964), 1952.
613. Wall, E. Zur Physik der Wasserdampf-Kondensation an Kernen. Zeit f. Angew. Met. Bd. 59, H. 4/5, 1942.
614. Warner, J. The water content of cumuliform cloud. Tellus, VII, No 4, 1955.
615. Wakeshima H. Time-lag in self-nucleation. Journ. Chem. Phys. vol. 22, No 9, 1954.
616. Warner, Newnham. A new method for measurement of cloud-water content. Q. J. R. M. S., vol. 78, No 335, Jan. 1952.
617. Watts, I. E. M. Equatorial weather. London, 1955.
618. Webb, W. L. Particulate counts in natural clouds. Journ. Meteor., vol. 13, No 2, 1956.
619. Wegener, A. Thermodynamik der Atmosphäre, 1929.
620. Wegener, K. Über künstliche Regenerzeugung. Журн. геоф. мет., т. I, вып. 2, 1924.
621. Weickmann, H. Formen und Bildung atmosphärischer Eiskristalle. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmos. 28, H. 1/2, 1945.
622. Weickmann, H. Die Eisphase in der Atmosphäre. Ber. Deutsch. Wetterd., Nr 6, 1949.
623. Weickmann, H. K. A theory of the formation of ice crystals. Arch. Met. Geophys. Biokl., 4, 1951.
624. Weye, W. A. Surface structure of water and some of its physical and chemical manifestations. Journ. Colloid. Sci., 1952.
625. Weyl, W. A. J. Colloid. Sci., 6, 1951.
626. Wolff, E. An airborne flow-meter for measuring rain. Bull. Am. Met. Soc., vol. 33, No. 9, Nov. 1952.
627. Wilcox, I. D. Isokinetic flow and sampling of particles. Artif. Stim. Rain, 1957.
628. Wood, F. A. The formation and dissipation of stratus cloud beneath turbulence inversions. Bull. Am. Met. Soc., 19, No 3, 1938.
629. Woodcock, A. H. Atmospheric salt particles and raindrops. Journ. Met., vol. 9, No 3, 1952; vol. 10, No 5, 1953.
630. Woodley, K. E. A note on billow clouds. Weather, 7 (5), 1952.
631. Wright, H. Sea salt nuclei. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., vol. 66, 1940.
632. Yates, A. H. Atmospheric convection: the structure of thermals below cloud base. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., vol. 79, No 341, 1953.

*Боровиков Александр Моисеевич,
Гайворонский Иван Иванович,
Зак Елизавета Германовна,
Костарев Вадим Владимирович,
Мазин Илья Павлович,
Минервин Владислав Евгеньевич,
Хргиан Александр Христофорович,
Шметер Соломон Моисеевич*

ФИЗИКА ОБЛАКОВ

Редактор *В. С. Протопопов.*

Техн. ред. *М. И. Брайнина и О. Г. Владимиров*

Корректоры: *Э. А. Белкина, В. В. Мамедова
и Б. А. Минц*

Сдано в набор 24/XI 1960 г.

Подписано к печати 19/IV 1961 г.

Бумага 60×92¹/₁₆. Бум. л. 14,38+1 вкл. Печ. л. 29,38

Уч.-изд. л. 33,46 Тираж 5000 экз. М-37676

Индекс МЛ-110

Гидрометеорологическое издательство.

Ленинград, В-53, 2-я линия, д. № 23.

Заказ № 536

Цена 1 руб. 82 коп.

Типография № 8 Управления полиграфической
промышленности Ленсовнархоза
Ленинград, Прачечный пер., д. № 6.