

Д. Б. СПОЛДИНГ

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ГОРЕНИЯ

Перевод с английского
Л. А. Клячко и М. П. Самозванцева
под редакцией Д. Н. Вырубова



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА 1959 ЛЕНИНГРАД

SOME FUNDAMENTALS OF COMBUSTION

By
D. B. SPALDING

В книге изложены основы теории процессов тепло- и массообмена и теории горения топлива в камерах сгорания газовых турбин.

Книга предназначена для научных и инженерно-технических работников.

Книга может также служить пособием для студентов вузов соответствующих специальностей.



Редактор *Е. И. Райзюнович*

Техн. редактор *К. П. Воронин*

Сдано в набор 27/XII 1958 г.

Подписано к печати 22/IV 1959 г.

T-05518

Бумага 84×108^{1/32}

16,4 печ. л.

Уч.-изд. л. 18,8

Тираж 4200 экз.

Цена 10 р. 90 к.

Заказ 1574

Типография Госэнергоиздата, Москва, Шлюзовая наб., 10.

ОТ РЕДАКТОРА

Процесс горения топлива уже давно используется в технике, однако до последнего времени сам механизм этого процесса и факторы, его определяющие, были изучены совершенно недостаточно. Необходимость создания форсированных устройств для сжигания топлива, вызванная развитием газотурбинной, реактивной и ракетной техники, определила чрезвычайно интенсивное развертывание исследовательских работ в области горения. Результаты этих работ, проведенных в течение последних лет, позволили накопить обширный экспериментальный материал и создать первые наброски теории горения. Однако и до настоящего времени многие явления остаются нераскрытыми, что определяет дальнейшее развитие исследовательских работ в данной области. Этот период разработки теории горения характеризуется, с одной стороны, весьма большим числом опубликованных в периодической печати статей, посвященных рассмотрению отдельных явлений и попыткам построения частных теорий, а с другой стороны, весьма ограниченным количеством работ, подводящих итоги и суммирующих состояние научных представлений о процессах горения.

Поэтому книга Д. Б. Сполдинга, крупного английского специалиста в области горения, несомненно представляет интерес, причем не только для лиц, работающих в этой области, но и для широкого круга работников многих производств, в которых используются явления тепло- и массообмена. Книга не является собственно монографией. В своем предисловии автор указывает, что в ней изложен его опыт изучения предмета. Это определяет оригинальность структуры и содержания книги. Вместе с тем необходимо отметить некоторую неровность в отборе материала. В книге наряду с изложением элементарных сведений из термодинамики и газодинамики не рассмотрен ряд важных вопросов, а некоторые из них изложены слишком поверхностно. Автором использован весьма обширный литературный ма-

териал, но ряд исследований только упоминается в предположении знакомства читателя с этими работами.

Вместе с тем необходимо напомнить, что почти пятилетний срок, отделяющий издание перевода этой книги от времени ее написания, несомненно определяет некоторое устаревание изложенного материала в связи с отмеченным выше быстрым развитием данной отрасли. Ряд предпосылок автора следует считать слишком упрощенными, а некоторые и не подтвердившимися при дальнейших исследованиях.

Перевод глав 3 и 4 выполнен Л. А. Клячко, остальных глав — М. П. Самозванцевым. В связи с отсутствием установившейся терминологии в данной области возник ряд трудностей перевода новых терминов, предложенных автором. Перевод таких терминов, естественно, необходимо было выполнить возможно ближе к дословному. Однако ввиду недостаточной, по моему мнению, точности и ясности некоторых из них приведенные в переводе на русский язык новые термины не следует рассматривать как рекомендуемые. Буквенные обозначения и индексы оставлены в большинстве случаев в соответствии с оригиналом, кроме обозначений некоторых физических параметров, которые заменены общепринятыми в отечественной литературе.

Д. Н. Вырубов

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА

Эта книга предназначена для конструкторов, занятых разработкой устройств по сжиганию топлива. Хотя рассматриваемые в книге практические вопросы относятся главным образом к газовым турбинам, я надеюсь, что книга окажется полезной также в связи с проблемами сгорания в котельных установках и промышленных топочных устройствах, а также в ракетах, прямоточных двигателях и других камерах сгорания с большой теплонапряженностью.

Инженер, приступающий к изучению теории горения, должен предварительно ознакомиться с многочисленными специальными дисциплинами, в том числе с термодинамикой, аэродинамикой, теорией тепло- и массообмена и химией. В общих начальных учебниках эти дисциплины излагаются весьма поверхностно. В более полных курсах аэродинамики и химии, а также в соответствующих справочниках, естественно, содержится столь обширный материал, что специалист-теплотехник не в состоянии его использовать; главная трудность для учащегося заключается в выборе тех немногих разделов соответствующих дисциплин, которые ему действительно необходимы. В результате тесного соприкосновения ряда различных дисциплин статьи, имеющие отношение к проблемам горения, печатаются в самых разнообразных научных и технических журналах и написаны с весьма различных точек зрения. Одна и та же экспериментальная установка может быть использована химиком, изучающим природу химических реакций, технологом-нефтяником, ищущим методы стандартного испытания топлив, и инженером-двигатelistом, который исследует установку для использования экспериментальных результатов при конструировании двигателя. Поэтому часто лишь по прошествии некоторого времени читатель обнаруживает, что, несмотря на внешнюю общность тем статей, их авторы пишут о разных вещах.

Особые трудности вызывает чрезвычайно быстрый рост объема дисциплин, обусловленный появлением газовой тур-

бины и других устройств, в которых используется процесс горения большой теплонапряженности. В результате быстрого развития научной работы учебники становятся устаревшими почти немедленно после их появления. Их заменяют теперь симпозиумы и коллоквиумы, материалы которых, однако, с трудом усваиваются учащимися.

Эта книга, содержащая попытку последовательного изложения результатов современных исследований сгорания, написана на основе собственного опыта изучения предмета и преодоления тех трудностей, которые возникли передо мной, когда я впервые приступал к работе в этой области. Построение законченной теории может быть выполнено только путем тщательного анализа результатов эксперимента. Я стремился, хотя может быть и не всегда успешно, осветить лишь те вопросы, которые необходимы для понимания сущности и методов управления процессом горения в инженерных установках, ограничиваясь при этом результатами собственных теоретических и экспериментальных работ. Ввиду того, что теория горения развивается весьма быстро, а методика расчетов еще не установилась, настоящая книга является скорее монографией, чем учебником.

Хотя я предполагаю, что читатель имеет некоторое представление о термодинамике, гидромеханике, тепло- и массообмене, тем не менее в первых трех главах изложены избранные разделы этих дисциплин, причем, разумется, объем приведенного материала ограничен. Глава 4 посвящена более подробному изложению теории тепло- и массообмена при наличии химической реакции, причем для большей полноты включены некоторые вопросы, которые с точки зрения проблем сгорания в газовых турбинах не имеют особого значения. Моей целью было дать обобщенный метод расчета скоростей массообмена в наиболее сложных условиях. Однако этот метод еще недостаточно проверен для того, чтобы можно было считать установленной его окончательную пригодность. Экспериментальные данные приведены главным образом в качестве иллюстраций, а не полного обзора имеющихся экспериментальных материалов.

В главе 5 рассматриваются некоторые основные химические особенности горения, а также выясняется, каким образом, взаимодействие химических и физических процессов может объяснить явления, связанные с распространением пламени, устойчивостью процесса горения, погасанием и воспламенением. Здесь не рассматривается глубоко химизм процессов, кроме вопросов о соударениях молекул и поня-

гия энергии активации. Поэтому эта глава может быть неинтересной для химика, но, с одной стороны, использование современных знаний по кинетике химических реакций мало плодотворно, а с другой стороны, большинство явлений, которые интересуют инженера, может быть объяснено простейшими теоретическими соображениями. Я стремился, может быть даже слишком подробно, объяснить взаимосвязь различных характерных явлений, например нормальной скорости распространения пламени, гасящего размера, скорости потока, при которой происходит срыв пламени, и т. д., так как значение отдельного явления легче оценить, располагая общей теорией. Я также стремился подчеркнуть аналогию между факторами, определяющими устойчивость горения гомогенной смеси, жидких и твердых топлив. Устойчивый режим всегда ограничен верхним пределом, при котором скорость массообмена становится чрезмерно большой, и нижним пределом, определяемым тепловыми потерями. Эта однозначность кажется мне имеет глубокое значение.

Техническое приложение сведений, изложенных в главах 4 и 5, рассматривается в последней главе, краткость которой указывает на ограниченность современного уровня знаний. Очевидно, только после расширения и систематизации этих знаний конструктор камер сгорания получит материал для точного расчета, базирующийся на научных данных. Тем не менее я считаю, что в настоящее время в результате значительных успехов, достигнутых за последние годы, создана прочная основа для разработки методов конструирования камер сгорания; я считаю также, что физические и химические факторы, влияющие на процесс горения, могут быть отделены друг от друга и изучаться порознь, и что все явления, связанные с горением, возникают вследствие взаимодействия этих факторов, которое изменяется в зависимости от аэродинамических условий. Предсказание закономерностей процесса горения, таким образом, зависят лишь от решения, например, задачи о конвективном тепло- и массообмене с соответствующими источниками и стоками, интенсивность которых находится в определенной зависимости от местных температур и составов. Математические методы и техника эксперимента, необходимые для решения этих задач, могут быть заимствованы из соответствующих дисциплин. Однако использование чисто математических методов затрудняется тем, что аэродинамика турбулентного течения, особенно при больших силах вязкостного трения,

сравнительно мало изучена; эти трудности должны лишь стимулировать попытки их преодоления. Во всяком случае уже сейчас задача может быть поставлена.

Я это утверждаю, несмотря на то, что процесс горения слишком долго казался гайнственным и в связи с этим многие не допускают возможности скорой разработки его теории в такой степени, как, например, разработана динамика. Поэтому мое утверждение может показаться слишком смелым. Однако такое неверие в возможность разработки теории в большей мере задерживает прогресс, чем сама сложность проблем, связанных с горением.

18 декабря 1954 г.

Д. Б. Сполдинг

Глава первая

ТЕРМОДИНАМИКА

1. ВВЕДЕНИЕ

Газовая турбина постоянного давления работает следующим образом. Рабочее вещество поступает в компрессор, где его давление увеличивается. Затем вследствие подвода тепла или процесса сгорания увеличивается температура рабочего вещества, и наконец, оно расширяется в турбине до первоначального давления. Вследствие увеличения температуры газ, протекающий через турбину, имеет больший объем, чем газ, сжимаемый в компрессоре. Поэтому работа, необходимая для сжатия, оказывается меньше работы, получаемой при расширении. В результате работа турбины не только достаточна для привода компрессора, но остается еще избыточная энергия, которую можно использовать или непосредственно от вала турбины или в виде кинетической энергии выхлопных газов.

Увеличение температуры воздуха может происходить или вследствие подвода тепла через стенки теплообменника или в результате химической реакции топлива с воздухом; могут осуществляться последовательно и оба эти процесса.

В данной книге будет рассматриваться только внутреннее сгорание. В тех случаях, когда тепло подводится только в теплообменнике, как это происходит, например, в газотурбинных установках с замкнутым контуром, это тепло получается в конечном счете также вследствие сгорания топлива. Процессы, происходящие в теплообменниках, рассматриваются в курсах котельных установок и поэтому в этой книге не затрагиваются.

Нагрев газа является, к сожалению, единственным средством значительного увеличения его удельного объема. При этом возникают существенные трудности транспортирования горячего газа, в особенности если его температура близка к температуре плавления материалов, которые могут быть использованы при конструировании. Это приводит к необхо-

димости значительного ограничения температуры рабочего вещества путем использования для горения лишь части (обычно около одной четверти) кислорода, содержащегося в воздухе. Такое ограничение определяет существенное отличие камер сгорания газовых турбин от обычных топочных устройств, при конструировании которых стремятся по возможности уменьшить количество избыточного воздуха.

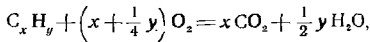
При конструировании газовых турбин и для оценки их эффективности необходима методика расчета количества топлива, которое должно быть сожжено для получения заданного повышения температуры единицы веса воздуха, а также для расчета состава получающихся продуктов сгорания. Необходима также методика обработки данных газового анализа и измерений температуры продуктов сгорания. Методика вычислений, основанная на так называемых стехиометрических соотношениях, одинаковая для всех топочных устройств, кратко изложена ниже.

Изменение объема рабочего вещества при сгорании происходит не только вследствие изменения температуры, но также в результате происходящего при реакции изменения числа молекул. Это необходимо принимать во внимание при вычислении относительных размеров проточных частей компрессора и турбины.

2. МАТЕРИАЛЬНЫЙ БАЛАНС

Связь между количеством продуктов реакции и количеством реагирующих веществ устанавливается на основании следующих положений: 1) все химические соединения состоят из атомов отдельных элементов, связанных в определенных численных соотношениях; 2) атомы при химических реакциях сохраняют свою индивидуальность, т. е. при реакции происходит только перегруппировка атомов.

Например, при полном сгорании углеводорода $C_x H_y$ соотношение между числом участвующих в реакции молекул описывается уравнением



в котором x атомам углерода в углеводороде $C_x H_y$ соответствует x молекул CO_2 , y атомов водорода дают $\frac{1}{2} y$ молекул H_2O ; для образования каждой молекулы углекислоты необходима одна молекула кислорода и соответствен-

по для каждой молекулы воды — половина молекулы кислорода.

Отметим, что до реакции было $1 + x + \frac{1}{4}y$ молекул, а после реакции стало $x + \frac{1}{2}y$ молекул. Поэтому при сгорании одной молекулы газообразного углеводорода происходит изменение числа молекул на $\frac{1}{4}y - 1$. Уменьшение или увеличение объема продуктов реакции по сравнению с объемом реагентов при том же давлении и температуре зависит также от агрегатного состояния углеводорода. Если углеводород жидкий, то его объемом обычно пренебрегают; при газообразном состоянии углеводород обычно считают идеальным газом.

Объемные соотношения

Если все участвующие в реакции вещества — идеальные газы или имеют пренебрежимо малые объемы, то изменение объема (при постоянных температуре и давлении) может быть найдено по изменению числа молекул.

Идеальный газ подчиняется закону

$$PV = NRT,$$

где P — давление;

V — объем;

T — абсолютная температура;

N — число молей газа, равное частному от деления веса газа на его молекулярный вес;

R — универсальная газовая постоянная.

Этот закон с большой точностью справедлив почти для всех газов, с которыми встречаются при исследовании процесса сгорания в газовых турбинах.

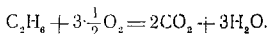
Гипотеза Авогадро, высказанная исторически раньше, чем этот закон, является его следствием. Согласно этой гипотезе:

«В равных объемах различных газов при равных давлении и температуре содержится равное число молекул».

На основании указанного закона можно найти изменение объема при реакции. В качестве примера рассмотрим сгорание этана при высоких температурах и умеренных давлениях, так как при этих условиях этан и водяной пар, так же как кислород и углекислый газ, можно считать идеаль-

ными газами. Эти условия соответствуют процессу сгорания в газовой турбине.

Уравнение реакции будет



До реакции было $4\frac{1}{2}$ моля, после реакции стало 5 молей, т. е. объем газа увеличился на $\frac{1}{2}$ моля/моль топлива при тех же давлении и температуре. При этом также предполагается, что объем газовой смеси равен сумме объемов компонентов, взятых при температуре и давлении смеси.

Это допущение является следствием экспериментально установленного закона Дальтона, согласно которому общее давление смеси, т. е. давление, измеряемое обычными приборами, равно сумме парциальных давлений компонентов, т. е. давлений, которые имели бы компоненты, если бы каждый из них занимал весь объем. Закон Дальтона можно считать справедливым и для реальных смесей газов и паров (например, водяного пара) в условиях рабочих процессов газовых турбин, хотя при высоких плотностях этот закон не подтверждается.

Таким образом, если смешиваются газы a, b, \dots, k , занимающие при стандартных давлении и температуре объемы соответственно V_a, V_b, \dots, V_k , то объем смеси V должен быть таким, чтобы сумма парциальных давлений p_a, p_b, \dots, p_k была равна общему начальному давлению P . Тогда $p_a V = V_a P$, и так как температура не изменяется, то

$$\frac{V_a}{V} P + \frac{V_b}{V} P + \dots + \frac{V_k}{V} P = P,$$

откуда

$$V = V_a + V_b + \dots + V_k.$$

Таким образом, объем смеси идеальных газов равен сумме объемов, которые они занимали до смешения. Следовательно, хотя газовая смесь однородна по составу и каждый компонент распределен во всем объеме смеси, можно пользоваться понятием объемного состава смеси.

При расчетах изменения объема при реакции необходимо различать три случая:

1. Топливо газообразное; температура продуктов сгорания весьма высока или они сильно разбавлены воздухом (последние два условия имеют место при сгорании в газо-

вой турбине). В этом случае все газы можно считать идеальными и отношение их объемов равно отношению числа молей. Для углеводорода C_xH_y относительное изменение объема равно

$$\frac{\frac{1}{4}y - 1}{x + \frac{1}{4}y} \text{ моль/моль прореагировавшего кислорода.}$$

2. Топливо твердое или жидкое; остальные условия аналогичны указанным выше. Объем топлива можно считать пренебрежимо малым, и изменение объема определяется отношением числа молей продуктов сгорания и окислителя. Для углеводорода C_xH_y относительное изменение объема равно

$$\frac{\frac{1}{4}y}{x + \frac{1}{4}y} \text{ моль/моль прореагировавшего кислорода.}$$

3. Температуры реагентов и продуктов сгорания низки, водяной пар можно считать полностью сконденсировавшимся и поэтому занимающим пренебрежимо малый объем. Это имеет место при газовом анализе, когда изменение объема вследствие реакции используется для определения состава газа. При этом, несмотря на то, что при комнатной температуре водяной пар нельзя считать полностью сконденсировавшимся, результаты анализа дают правильный состав газа, так как степень насыщения смеси водяным паром остается постоянной. Для газообразного и жидкого (с пренебрежимо малым объемом) углеводорода C_xH_y относительные изменения объема соответственно равны:

$$-\frac{\left(1 + \frac{1}{4}y\right)}{x + \frac{1}{4}y}, \quad \text{или} \quad -\frac{\frac{1}{4}y}{x + \frac{1}{4}y} \text{ моль/моль}$$

прореагировавшего кислорода.

Объемный анализ газовых смесей

Обычно для изучения и контроля процесса горения используется аппаратура для газового анализа; типичным можно считать прибор Орса. При анализе в прибор Орса

забирают при атмосферном давлении 100 мл газовой смеси, насыщенной водяным паром. Далее различными реактивами поглощают последовательно отдельные компоненты: CO_2 , O_2 и т. д., причем смесь остается насыщенной водяным паром, и изменяются объемы остающихся смесей при том же атмосферном давлении. В результате получается так называемый объемный состав сухой газовой смеси, выраженный в процентах.

Следует отметить, что хотя смесь и насыщена водяным паром, тем не менее при анализе получается состав «сухого газа», так как при поглощении реактивами неконденсирующихся газов одновременно происходит и конденсация водяного пара в объеме, занимавшемся поглощенным газом. Состав всей смеси, включая водяной пар, называется составом «влажного газа». Однако этот состав не может быть получен обычным анализом, так как разделение смеси на отдельные компоненты, имеющие одно и то же начальное общее давление, физически невозможно вследствие конденсации воды. В дальнейшем термин «объемный состав» будет обозначаться составом газа, полученный при анализе в приборе типа Орса.

Соотношения масс

Каждый атом определенного элемента в любом химическом соединении имеет одну и ту же массу. Поэтому можно по уравнению химической реакции найти массы реагентов и продуктов реакции¹.

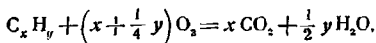
Таблица 1-1

Элемент	Атомный вес	Вещество	Молекулярный вес
O	16,000	O_2	32,000
H	1,008	H_2	2,016
N	14,008	N_2	28,016
C	12,010	CO_2	44,010
S	32,070	CO	28,010
		H_2O	18,016
		SO_2	64,070

Атомные и молекулярные веса веществ, обычно образующихся при сгорании топлива в газовых турбинах, приведены в табл. 1-1. Десятичными знаками обычно пренебрегают.

¹ Автор всюду использует физическую систему единиц измерения. В дальнейшем всюду g обозначает грамм массы. (Р е д.)

При сгорании $C_x H_y$ веса (массы) реагентов получаются следующим образом:



отсюда соотношения масс:

$$(12x + y) + (32x + 8y) = (44x) + (9y).$$

Таким образом, количество кислорода, необходимое для полного сгорания 1 г $C_x H_y$, равно:

$$\frac{32x + 8y}{12x + y} \text{ г.}$$

Для чистого углерода и чистого водорода получается соответственно 2,67 и 8 г; для углеводородов, входящих в состав обычных топлив, эта величина равна около 3,48 г.

Состав воздуха и продуктов сгорания

В качестве окислителя, содержащего кислород, необходимый для процесса горения, в газовых турбинах, а также обычно и в других случаях используется воздух. Поэтому в смеси имеются и другие газы, которые не принимают участия в реакции. Состав воздуха и некоторые его свойства приведены в табл. 1-2. Обычно с достаточной точностью можно принимать, что воздух состоит из азота и кислорода, причем содержание последнего по объему и по весу соответственно 21 и 23,2%.

Таблица 1-2

	O ₂	N ₂	А (аргон)
Состав сухого воздуха по объему, %	20,99	78,03	0,98
Состав сухого воздуха по весу, %	23,19	75,46	1,35

Средний молекулярный вес 28,97
 Газовая постоянная 0,06855 кал/г·град

Рассмотрим методику применения уравнения материального баланса к реакции горения для решения двух основных задач:

а) расчет состава продуктов сгорания, образующихся при сгорании топлива заданного состава при заданном составе смеси (отношении весовых количеств воздуха и топлива);

б) расчет состава смеси и элементарного состава топлива по известному составу продуктов сгорания.

Ограничимся случаем процессе сгорания при наличии избыточного воздуха, а также предположим, что сгорание происходит до конечных продуктов реакции CO_2 и H_2O . Если количество воздуха недостаточно для полного сгорания топлива, что редко бывает при работе газовых турбин, то поставленные задачи уже не могут быть решены при помощи одного лишь уравнения материального баланса; этот случай будет рассмотрен в конце главы.

В качестве примера рассмотрим сгорание углеводорода C_xH_y . С небольшими изменениями, указанными ниже, методика расчета может быть использована и в тех случаях, когда в топливе содержится кислород и другие элементы.

а) Из уравнения химической реакции следует, что для сгорания 1 г C_xH_y необходимо $\frac{32x + 8y}{12x + y}$ г O_2 и образуется

$$\frac{44x}{12x + y} \text{ г } \text{CO}_2.$$

Количество водяного пара, образующегося при реакции, не может быть определено прибором Орса и поэтому не учитывается. Обозначим состав смеси через Z ; очевидно, в Z г воздуха содержится $0,232Z$ г O_2 и $0,768Z$ г N_2 . Поэтому в продуктах сгорания 1 г C_xH_y содержится:

$$\frac{44x}{12x + y} \text{ г } \text{CO}_2,$$

$$0,232Z - \frac{32x + 8y}{12x + y} \text{ г } \text{O}_2,$$

$$0,768Z \text{ г } \text{N}_2.$$

Для того чтобы найти объемный состав сухих продуктов сгорания, разделим найденные величины на молекулярные веса соответствующих газов. Тогда объемы компонентов будут находиться в пропорции

$$\frac{x}{12x + y} \text{CO}_2 : 0,00725Z - \frac{x + \frac{1}{4}y}{12x + y} \text{O}_2 : 0,02743Z \text{N}_2.$$

Таким образом, объемный состав будет.

$$\frac{\frac{x}{12x+y}}{\frac{1}{4}y} \cdot 100\% \text{ CO}_2,$$

$$0,03468Z - \frac{\frac{x + \frac{1}{4}y}{12x+y}}{\frac{1}{4}y} \cdot 100\% \text{ O}_2,$$

$$0,03468Z - \frac{0,02743Z}{\frac{1}{4}y} \cdot 100\% \text{ N}_2.$$

Состав смеси, при котором количество кислорода необходимо и достаточно для полного сгорания топлива в CO_2 и H_2O , называется стехиометрическим. Этот состав может быть найден, если содержание кислорода в приведенной выше формуле положить равным нулю, что дает

$$Z_{\text{стех}} = 138 \frac{x + \frac{1}{4}y}{12x + y}.$$

Для обычных углеводородов эта величина равна приблизительно 15, т. е. в 15 г воздуха содержится такое количество кислорода, которое необходимо и достаточно для полного сгорания 1 г топлива.

В настоящее время для основных камер сгорания газовых турбин минимальное значение отношения весовых количеств воздуха и топлива составляет около 50. Такому составу горючей смеси обычных углеводородов с воздухом соответствует концентрация CO_2 в продуктах сгорания, равная приблизительно 4,2%.

б) Для того чтобы по данным анализа продуктов сгорания прибором Орса определить состав смеси Z , следует произвести обратные вычисления. Пусть концентрация CO_2 равна $\alpha_{\text{CO}_2} \cdot 100\%$. Тогда

$$Z = \frac{x/\alpha_{\text{CO}_2} + y/4}{0,03468(12x + y)}.$$

Для углеводородов обычных топлив $y \approx 2x$ и, следовательно, вагально,

$$Z \approx \frac{2,06}{v_{\text{CO}_2}} + 1,03.$$

Если известно также содержание в продуктах сгорания кислорода и азота, то можно найти и другие выражения для расчета состава смеси; для этого следует подставить содержание этих компонентов в приведенные выше теоретические формулы. В общем случае найденные таким образом величины Z будут несколько отличаться между собой вследствие неизбежных ошибок при анализе продуктов сгорания. Величина Z , найденная по содержанию CO_2 , обычно наиболее надежна; другие выражения содержат малые разности больших величин.

Полный анализ прибором Орса дает больше, чем необходимо, данных для определения состава смеси. Поэтому эти данные можно использовать также для определения элементарного состава топлива. Однако эта характеристика топлива более просто и точно может быть найдена другими методами. Если прибором Орса определен состав продуктов сгорания и известно также содержание углерода в топливе, то состав смеси можно определить по отношению весовых содержаний углерода и азота.

Эти отношения для продуктов сгорания и исходной смеси¹ соответственно равны:

$$\frac{v_{\text{CO}_2}}{v_{\text{N}_2}} \cdot \frac{12}{28}$$

и

$$\frac{n_{\text{C}}}{0,768Z}$$

где n_{C} и 0,768 — весовые доли углерода и азота соответственно в топливе и воздухе.

Отношение C/N не изменяется при реакции, поэтому

$$Z = \frac{n_{\text{C}}}{0,768} \cdot \frac{v_{\text{N}_2}}{v_{\text{CO}_2}} \cdot \frac{28}{12} = 3,03 n_{\text{C}} \cdot \frac{v_{\text{N}_2}}{v_{\text{CO}_2}}.$$

Этот метод особенно удобен в случае топлива сложного состава. Он может быть также использован при наличии в продуктах сгорания окиси углерода; в этом случае v_{CO_2} в последней формуле следует заменить на $(v_{\text{CO}_2} + v_{\text{CO}})$.

¹ Полагая, что содержание азота в топливе пренебрежимо мало (Ред.)

3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БАЛАНС

Прежде чем говорить об изменениях энергии при химической реакции, необходимо дать точные определения некоторых термодинамических понятий. Определения понятий «тепло» и «работа» сформулированы Кинэном (Keenan, 941) следующим образом:

«Тепло — это то, что при наличии разности температур переходит от одной системы к другой, имеющей более низкую температуру, когда эти системы приведены в соприкосновение.

Работа передается от одной системы (к другой) при каком-либо взаимодействии, если единственный внешний по отношению к первой системе результат эквивалентен подъему груза»¹.

Наиболее важным в этой формулировке является утверждение, что как тепло, так и работа выявляются лишь в переходе через граничную поверхность материальной системы. Поэтому нельзя считать, что химическая реакция действительно освобождает тепло в реагирующем веществе; это неверное представление может привести к неправильным выводам. Тем не менее для анализа отдельных процессов изменение состава без подвода тепла можно заменить подводом тепла без изменения состава; однако это только удобный прием, а не описание явления.

Первый закон термодинамики

Первый закон термодинамики можно записать в форме

$$Q - W = \Delta E,$$

где Q — количество тепла, подведенное к системе;

W — количество работы, одновременно совершенное системой;

ΔE — соответствующее изменение внутренней энергии системы.

Строго говоря, последнее уравнение является просто разделением внутренней энергии E . Важным следствием первого закона является утверждение, что внутренняя энергия E есть свойство системы и поэтому функция состояния системы.

¹ Формальные определения не вскрывают физической сущности понятий. (Р е д.).

В проблемах, связанных с установившимся течением, боту системы удобно разделить на две части: работу движения, которую совершают движущиеся участки граничной поверхности, отделяющей систему от внешней среды, и боту вала, которая отводится от системы по валу. Работы движения при перемещении системы из положения 1 в положение 2 равна $(PV)_2 - (PV)_1$, где P и V — соответствующее давление и объем системы.

Энтальпия системы H , являющаяся функцией состояния системы, определяется уравнением

$$H = U + PV,$$

где U — внутренняя энергия E при отсутствии энергетических эффектов, вызванных силами тяжести движением, электричеством, магнетизмом и пиллярностью.

Если $U = E$, то первый закон термодинамики для случая установившегося потока может быть записан в виде

$$Q - W_s = \Delta H,$$

где W_s — работа вала.

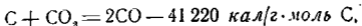
Тепловые эффекты реакций горения и образования

Если при химической реакции отсутствует теплообмен с внешней средой, то температура получающихся продуктов отличается от температуры исходных веществ. Поэтому для приведения продуктов реакции к исходной температуре необходимо подвод или отвод тепла. Соответствующее изменение энтальпии зависит от свойств реагирующих веществ параметров их конечных состояний. Последние являются функциями двух независимых переменных; если, например, выбраны давление и температура реакции, то тем самым определяется изменение энтальпии. Таким образом:

«Если реакция идет слева направо (по химическому уравнению), давление и температура реагентов и продуктов реакции одинаковы, например 1 *ата* и 25° С, то тепловой эффект реакции равен уменьшению энтальпии реагирующей смеси».

Тепловой эффект реакции может быть выражен в *кал* или *кал/г · моль* одного из реагентов. Если процесс происходит при постоянном давлении и не совершается никакой другой работы, кроме работы движения, то уменьшение энтальпии равно количеству отводимого тепла.

Например,



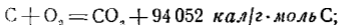
$$3635 \text{ кал/г } C.$$

При этой реакции происходит увеличение энтальпии, и поэтому тепло поглощается. Такие реакции называются «эндотермическими». Реакции, при которых происходит выделение тепла, называются «экзотермическими».

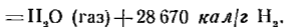
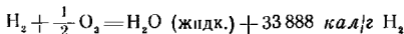
Менее удобно, но в равной мере допустимо, определить тепловой эффект данной реакции по уменьшению внутренней энергии, когда реакция протекает при постоянном объеме. Тепловой эффект при постоянном объеме больше, чем тепловой эффект при постоянном давлении, на величину $P(V_2 - V_1)$, где P — давление, V_1 и V_2 — соответственно объем смеси до и после реакции. Эта величина представляет собой работу расширения, когда реакция происходит при постоянном давлении.

Тепловым эффектом процесса сгорания называется тепловой эффект экзотермической реакции между топливом и кислородом, идущей до образования наиболее устойчивых окислов, например CO_2 и H_2O . Эта величина называется также теплотворной способностью или теплотворностью топлива.

Например,



$$7\,831 \text{ кал/г } C;$$

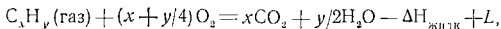
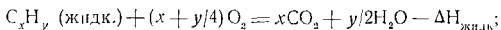


При сгорании водорода и вообще всегда, когда в продуктах сгорания содержится вода, последняя может находиться или в жидком, или в парообразном состоянии. В соответствии с этим различают низшую и высшую теплотворные способности; разность между ними равна скрытой теплоте парообразования воды, которая сравнительно велика, и поэтому необходимо строго различать условия, к которым относится тепловой эффект.

Сгорание в газовой турбине происходит в присутствии большого количества избыточного воздуха, и кроме того,

продукты сгорания не охлаждаются до температуры, при которой водяной пар конденсируется. Поэтому в данном случае имеет практическое значение только низшая теплотворная способность. В дальнейшем изложении будет использоваться исключительно низшая теплотворная способность.

Аналогичное различие имеет место между теплотворными способностями жидкого и газообразного топлива. Однако это различие менее существенно, так как скрытая теплота парообразования жидких топлив обычно очень мала. Таким образом,



где $-\Delta H_{\text{жидк}}$ — теплотворная способность C_xH_y , находящегося перед сгоранием в жидком состоянии;

L — скрытая теплота парообразования C_xH_y при стандартной температуре; обе величины выражаются в *кал/г* или *кал/г·мо.* углеводорода.

Теплотворные способности некоторых углеводородов и других топлив приведены в табл. 1-3.

Общее число возможных реакций даже в том случае, если ограничиться реакциями, имеющими практический интерес, весьма велико, и поэтому составление таблиц реакций и соответствующих тепловых эффектов было бы весьма затруднительным. Поэтому обычно табулируются тепловые эффекты образования химических соединений. Из дальнейшего будет видно, каким образом, зная тепловые эффекты образования реагирующих веществ, можно найти тепловой эффект реакции.

«Тепловой эффект образования вещества — это тепловой эффект реакции или ряда реакций, в результате которых единственным продуктом является данное вещество, а реагентами — только составляющие это вещество элементы».

Водород и кислород до реакции предполагаются находящимися в молекулярном состоянии. Таким образом, тепловой эффект образования O_2 равен нулю; тепловой эффект образования озона O_3 равен $-3\,880 \text{ кал/г} \cdot \text{моль}$.

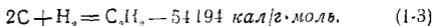
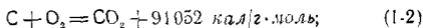
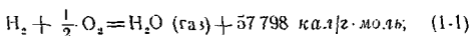
Если известны тепловые эффекты образования компонентов, то тепловой эффект реакции может быть найден путем

Теплотворные способности при постоянном давлении и 25° С
(данные Amer. Petrol. Inst. Res. Proj., 44 Nat. Bur. Stand.)

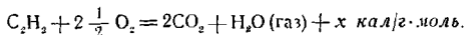
Вещество	Формула	Состояние	Высшая теплотворная способность, H ₂ O (жидкость), CO ₂ (газ), кал/г	Низшая теплотворная способность, H ₂ O (газ), CO ₂ (газ), кал/г
Водород	H ₂	газ	33 888	28 670
Углерод	C	твёрдое (графит)	7 831	
Оксид углерода	CO	газ	2 415	
Метан	CH ₄	газ	13 265	11 954
Этан	C ₂ H ₆	газ	12 391	11 350
Пропан	C ₃ H ₈	газ	12 033	11 079
н-бутан	C ₄ H ₁₀	газ	11 837	10 932
		жидкость	11 749	10 844
н-октан	C ₈ H ₁₈	газ	11 531	10 705
		жидкость	11 447	10 618
н-декан	C ₁₀ H ₂₂	газ	11 473	10 660
		жидкость	11 387	10 573
н-пентадекан	C ₁₅ H ₃₂	газ	11 391	10 599
		жидкость	11 306	10 513
н-эйкозан	C ₂₀ H ₄₂	газ	11 350	10 568
		жидкость	11 265	10 483
Бензол	C ₆ H ₆	газ	10 102	9 698
		жидкость	9 939	9 595
Толуол	C ₇ H ₈	газ	10 241	9 785
		жидкость	10 143	9 686
Этилен	C ₂ H ₄	газ	12 022	11 272
Пропилен	C ₃ H ₆	газ	11 692	10 942
Ацетилен	C ₂ H ₂	газ	11 930	11 526

простейших вычислений. В качестве примера покажем, как вычисляется низшая теплотворная способность ацетилена.

Дано:



Требуется найти величину x в следующем уравнении:



Решение: вычитаем (1-3) из суммы (1-1) и удвоенного (1-2)

$$2 \frac{1}{2} O_2 = H_2O \text{ (газ)} + 2CO_2 - C_2H_2 + 57\,798 + \\ + 2 \cdot 94\,052 + 54\,194 \text{ кал/г} \cdot \text{моль},$$

откуда

$$C_2H_2 + 2 \frac{1}{2} O_2 = 2CO_2 + H_2O \text{ (газ)} + 300\,096 \text{ кал/г} \cdot \text{мол}$$

Тепловые эффекты образования большинства топлив весьма малы по сравнению с их теплотворной способностью и в отличие от теплового эффекта образования ацетилен: положительные величины. Поэтому если известен лишь состав топлива, то можно подсчитать приближенную величину теплотворной способности пренебрегая теплотой его образования.

Зная тепловые эффекты образования CO_2 и H_2O , можно например, найти несколько завышенную величину низшей теплотворной способности углеводорода C_xH_y :

$$94\,052x + 57\,798 \frac{y}{2} \text{ кал/г} \cdot \text{моль}.$$

Для *n*-октана C_8H_{18} эта формула дает 1 273 000 кал/г·моль или 11 200 кал/г. Точное же значение низшей теплотворной способности пара *n*-октана равно 10 705 кал/г.

Наиболее часто этот метод используется для твердых топлив сложного состава, в которых обычно содержится много кислорода. При этом предполагают, что кислород топлива полностью связан с водородом. Поэтому приближенная формула для подсчета теплотворной способности топлива¹ принимает вид

$$7\,830n_C + 28\,670(n_H - n_O/8) \text{ кал/г},$$

где n_C , n_H и n_O — весовые доли соответствующих элементов в топливе.

Повышение температуры

Выше был рассмотрен вопрос об изменении энтальпии при изотермической реакции. Реакции сгорания используются в газовой турбине для увеличения температуры рабочего тела; поэтому необходимо рассмотреть методику расчета повышения температуры при заданных расходах топлива и воздуха. Обычно процесс сгорания можно считать аднаба-

¹ При отсутствии серы в топливе. (Ред.)

ическим, т. е. полагая, что тепловые потери через стенки камеры отсутствуют и энтальпия рабочего тела не изменяется.

Из первого закона термодинамики, если его применить к потоку рабочего тела, следует, что изменение энтальпии системы зависит лишь от суммарного количества подведенного тепла и не зависит от особенностей процессов подвода или отвода тепла на отдельных участках. Поэтому увеличение температуры при сгорании можно рассчитать, положив, что реакция сначала идет изотермически, причем выделяется количество тепла, соответствующее ее тепловому эффекту, а затем это количество тепла подводится к продуктам сгорания. Такому процессу на рис. 1-1 соответствует последовательный переход из состояния *A* в состояния *B* и *C*. Зависимость между энтальпией и температурой продуктов сгорания может быть представлена графически, если известен состав продуктов сгорания и зависимости $H-T$ для компонентов. Если теплоемкость продуктов сгорания при постоянном давлении $c_{п\text{род}}$ можно принять постоянной (этому соответствует линейная зависимость H от T), а состав смеси равен Z , то увеличение температуры будет

$$\Delta H_{T_1} = -(1 + Z) c_{п\text{род}} (T_2 - T_1).$$

В равной мере возможна другая последовательность изменения состояний, а именно: нагрев исходных реагентов до температуры конца сгорания и затем изотермическая реакция при этой температуре, сопровождающаяся отводом количества тепла, равного количеству тепла, подведенному при нагреве реагентов (процесс *ADC*). Для этого случая аналогично

$$\Delta H_{T_2} = -(1 + Z) c_{реар} (T_2 - T_1).$$

Увеличение температуры не может зависеть от того, как протекает процесс, а так как в общем случае удельные теплоемкости продуктов сгорания и исходной смеси не одинаковы, то, очевидно, тепловые эффекты реакции при разных температурах должны быть различными.

Действительно,
$$\frac{\Delta H_{T_1}}{\Delta H_{T_2}} = \frac{c_{п\text{од}}}{c_{реар}}.$$

Хотя теплоемкости непостоянны и зависят от температуры, но средние их значения могут быть определены для любого шапазона температур.

Приведенные выражения определяют необходимость учитывать температуру, при которой определяется тепловой эффект реакции, и дают возможность его расчета при заданной температуре, если известно его значение при какой-либо другой температуре:

$$\Delta H_{T_2} = \Delta H_{T_1} - (1 + Z)(T_2 - T_1)(c_{\text{реак}} - c_{\text{продукт}}).$$

При исследовании процесса сгорания в газовой турбине в большинстве случаев нет необходимости вычислять тепловой эффект при температуре, отличающейся от стандартной.

Увеличение температуры может быть рассчитано следующим образом. Предположим, что воздух и топливо по-

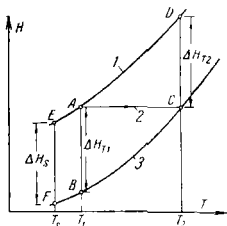


Рис. 1-1. Повышение температуры при горении.

1 — зависимость $H-T$ для реагентов;
2 — адиабатическое сгорание; 3 — зависимость $H-T$ для продуктов реакции.

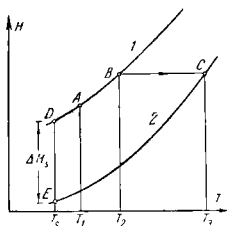


Рис. 1-2. Повышение температуры в камере сгорания газовой турбины.

1 — реагенты; 2 — продукты сгорания.

ступают в компрессор при температуре T_1 и после сжатия температура составляет T_2 ; затем в результате адиабатического сгорания при постоянном давлении температура возрастает до T_3 .

Соответствующий процесс ABC изображен на рис. 1. Вычислим увеличение температуры, используя стандартную величину теплотворной способности $-\Delta H_s$, определенную при температуре T_s . Для этого BC заменяется процессом $BDEC$, причем реакция происходит при температуре T_s . Так как при этом не происходит изменения энтальпии, справедливо соотношение

$$(1 + Z)c_{\text{реак}}(T_2 - T_s) - \Delta H_s - (1 + Z)c_{\text{продукт}}(T_3 - T_s) = 0$$

откуда можно найти увеличение температуры $T_3 - T_2$. В этом выражении средние теплоемкости должны быть определены в интервалах температур, указанных индексами. Использование этого же способа расчета в случае, когда топливо и воздух имеют разные температуры, не представляет затруднений. Часто с достаточной точностью можно принять, что теплоемкости реагентов и продуктов сгорания одинаковы. В этом случае увеличение температуры может быть найдено более просто:

$$(1 + Z) c_{23} (T_3 - T_2) = - \Delta H_s.$$

Обычно термический к. п. д. газовой турбины оценивают отношением полученной полезной работы к теплотворной способности сгоревшего топлива. Так как теплотворная способность зависит от температуры, при которой происходит сгорание, возникает вопрос, к какой температуре ее следует относить: стандартной, окружающей среды, температуре рабочего тела при выходе из компрессора и т. д. Этот вопрос подробно рассмотрен в работе „Symposium on Heating Values of Fuels“ (Trans. Amer. Soc. Mech. Engrs., 70, 1948, 811), причем окончательного вывода не сделано. Однако, по общему мнению, следует использовать данные теплотворной способности при температуре окружающей среды, которая обычно так близка к стандартной, что необходимость в поправках отпадает.

Однако при таком выборе сравнение термических коэффициентов газовых турбин, работающих на различных топливах, может привести к ошибкам. В этом случае теплотворная способность топлива уже не является единственной определяющей характеристикой; имеет значение также степень расхождения кривых $H-T$ на рис. 1-1 или 1-2, а также изменение объема при горении. С точки зрения термодинамики рациональным стандартом, с которым следует сравнивать полезную работу машины, является не изменение энтальпии при реакции, а изменение свободной энергии. Однако такое сравнение производится редко.

Теплотворные способности и свойства продуктов сгорания различных углеводородных топлив почти одинаковы. Поэтому возможно с достаточной точностью производить расчеты повышения температуры по средним физико-химическим характеристикам углеводородных топлив. Например, Фильдинг и Топпс (Fielding and Topps, 1950) предложили расчетные графики для стандартного топлива состава 86,08% углерода и 13,92% водорода. При таком составе топлива и

любом составе смеси продукты сгорания имеют средний молекулярный вес, равный молекулярному весу воздуха 28,97. Этот состав близок к элементарному составу большинства углеводородных топлив и соответствует формуле $(\text{CH}_{1,94})_n$. Низшая теплотворная способность этого топлива составляет 10 300 кал/г при 15°C; это значение также соответствует обычным углеводородным топливам, и таким образом, по графикам, заимствованным из цитированной работы (рис. 1-3), можно вычислять увеличение температуры в зависимости от состава смеси и начальной температуры реагентов.

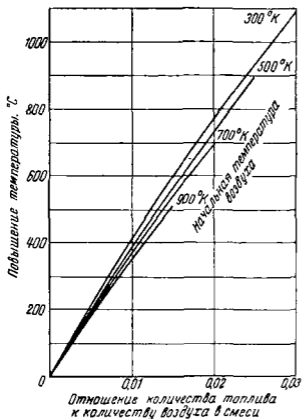


Рис. 1-3. Повышение температуры в результате сгорания топлива при различных начальных температурах воздуха (по данным Фильдинга и Топпса). Стандартное топливо $(\text{CH}_{1,94})_n$, температура топлива 15°C, низшая теплотворная способность 10 300 кал/г.

Этим методом можно пользоваться в тех случаях, когда не требуются особо точные результаты. В работе Кизэна и Кэя (Кизэн and Кейс, 1948) изложен метод вычисления увеличения температуры, достаточно точный для всех случаев работы газовой турбины; там же приведены таблицы свойств газов и, в частности, энтальпии воздуха и продуктов сгорания ряда различных углеводородных топлив.

Энтальпию продуктов сгорания топлива, имеющего необычное значение отношения содержаний углерода и водорода, для стехиометрического состава смеси вычисляют по табличным значениям энтальпии индивидуальных газов. Энтальпия продуктов сгорания для любого состава смеси может быть затем найдена суммированием энтальпии продуктов сгорания стехиометрического состава и энтальпии чистого воздуха, взятых в соответствующих пропорциях.

4. РАВНОВЕСИЕ И ДИССОЦИАЦИЯ

В предшествующих разделах предполагалось, что горение заканчивается образованием окислов CO_2 и H_2O . Это достаточно справедливо для сгорания в газовых турбинах, так как вследствие разбавления продуктов сгорания избыточным воздухом они имеют низкую температуру. В других двигателях, особенно в поршневых бензиновых двигателях и ракетах, температуры настолько высоки, что достигается равновесие, при котором некоторые количества кислорода, водорода, окиси углерода и других газов находятся в свободном состоянии. Присутствуют также свободные атомы и радикалы, например O , OH , H и др. При этом устанавливается меньшая температура, чем полученная расчетом по приведенному выше методу.

Равновесный состав продуктов сгорания определяется константами равновесия, которые зависят лишь от температуры. В качестве примера рассмотрим реакцию окисления водорода. В этом случае константа равновесия имеет вид:

$$K = \frac{p_{\text{H}_2\text{O}}}{(p_{\text{H}_2} \cdot p_{\text{O}_2})^{1/2}},$$

где p с соответствующими индексами обозначены парциальные давления реагентов. При комнатной температуре K имеет порядок 10^{40} , и поэтому количества водорода и кислорода, которые могут оказаться в равновесии с водяным паром, ничтожны. При 1500°C значение K еще превышает 10^4 , но уже при 2500°C K имеет величину, близкую к единице, и таким образом, при этой температуре значительные количества реагентов находятся в свободном состоянии.

При наличии значительной диссоциации расчет температуры пламени становится много сложнее. Последовательность расчета следующая.

1. Для заданного состава реагентов вычисляют состав продуктов сгорания при различных температурах по константам равновесия для всех возможных компонентов. Если учитывать азотосодержащие компоненты, то для каждого значения температуры приходится решать систему из 14 уравнений. Таблицы констант равновесия приведены, например, в книге Льюиса и Эльбе (Lewis and von Elbe, 1951).

2. Для каждого найденного состава вычисляют энтальпию, которая равна сумме энтальпий компонентов. Энтальпии компонентов берут из таблиц.

3. Находят состав продуктов сгорания, энтальпия кото- рого равна энтальпии исходной смеси.

При расчете процесса сгорания в газовых турбинах та- кие вычисления, к счастью, редко бывают необходимы. Для упрощения расчетов разработаны графические и другие ме- тоды. Общий метод расчета с полным обзором литературы изложен в книге Хоттеля, Вильямса и Саттерфилда (Hot- tel, Williams, Satterfield, 1949).

При расчетах газовых турбин константы равновесия при- ходится использовать только для определения состава газа,

Таблица 1-4

T °K	$K_1 = \frac{P_{CO}^2 \cdot P_{O_2}}{P_{CO_2}^2}$	$K_2 = \frac{P_{CO}}{P_{CO_2}}$	$K_3 = \frac{P_{CO} \cdot P_{H_2O}}{P_{CO_2} \cdot P_{H_2}}$
300	$3,36 \cdot 10^{-20}$	$1,63 \cdot 10^{-21}$	$1,15 \cdot 10^{-5}$
400	$1,53 \cdot 10^{-15}$	$5,40 \cdot 10^{-11}$	$6,90 \cdot 10^{-4}$
500	$9,9 \cdot 10^{-11}$	$1,82 \cdot 10^{-8}$	$7,71 \cdot 10^{-3}$
600	$7,4 \cdot 10^{-11}$	$1,90 \cdot 10^{-6}$	$3,71 \cdot 10^{-2}$
700	$8,4 \cdot 10^{-11}$	$2,71 \cdot 10^{-1}$	0,111
800	$1,63 \cdot 10^{-10}$	$1,11 \cdot 10^{-2}$	0,247
900	$2,08 \cdot 10^{-10}$	0,195	0,451
1 000	$4,03 \cdot 10^{-11}$	1,91	0,719
1 100	$1,92 \cdot 10^{-10}$	$1,23 \cdot 10^1$	1,04
1 200	$3,27 \cdot 10^{-10}$	$5,73 \cdot 10^1$	1,41
1 250	$3,13 \cdot 10^{-10}$	$1,12 \cdot 10^2$	1,60
1 300	$2,52 \cdot 10^{-10}$	$2,09 \cdot 10^2$	1,80
1 400	$1,03 \cdot 10^{-10}$	$6,28 \cdot 10^2$	2,21
1 500	$2,57 \cdot 10^{-11}$	$1,63 \cdot 10^3$	2,63
1 750	$1,56 \cdot 10^{-8}$	$1,06 \cdot 10^4$	3,65
2 000	$1,87 \cdot 10^{-6}$	$4,21 \cdot 10^4$	4,59
2 500	$1,42 \cdot 10^{-3}$	$2,72 \cdot 10^5$	6,08
3 000	0,112	$8,8 \cdot 10^5$	7,08
3 500	2,43		

находящегося в равновесии с поверхностью углерода, когда в смеси могут присутствовать кислород, углекислота, окись углерода и водяной пар. Необходимые константы равнове- сия вычислены Касселем (Kassel, 1934) и приведены в табл. 1-4. Их размерность равна размерности давления в атмосферах в соответствующей степени.

Анализ значений, приведенных в этой таблице, показы- вает, что: 1) концентрация кислорода, находящегося в рав- новесии с углеродом, пренебрежимо мала по сравнению с концентрацией углекислоты даже при высоких температу- рах; 2) равновесная концентрация углекислоты становится

малой по сравнению с концентрацией окиси углерода при температурах выше 1250°K ; 3) при этих же температурах концентрация водяного пара становится малой по сравнению с концентрацией других компонентов. Эти выводы являются основой осуществления процесса газификации.

Обозначения к главе 1

- c — теплоемкость при постоянном давлении.
- E — внутренняя энергия.
- H — энтальпия.
- ΔH — тепловой эффект реакции, идущей при постоянном давлении.
- K — константа равновесия.
- N — число молей.
- P — общее давление.
- p — парциальное давление.
- Q — тепло, подведенное к системе.
- R — универсальная газовая постоянная.
- T — абсолютная температура.
- U — внутренняя энергия при отсутствии энергетических эффектов, вызванных силами тяжести, движением, электричеством, магнетизмом и капиллярностью.
- V — объем.
- v — объемная доля компонента в смеси.
- W — работа системы.
- W_s — работа, переданная от системы по валу.
- Z — состав смеси.

Литература к главе 1

- Keenan J. H., *Thermodynamics*, Wiley, New York 1941.
- Perry J. H. (Ed.), *Chemical Engineers' Handbook*, McGraw-Hill, New York and London, 1950.
- Zemansky M. W., *Heat and Thermodynamics*, McGraw-Hill, New York and London, 1937.

Глава вторая

ГИДРОДИНАМИКА

1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Горение всегда происходит в движущейся среде. Это движение может быть следствием процесса горения, например движение горячих газов вверх над пламенем свечи, и может быть вызвано другими причинами, как, например в камере сгорания газовой турбины. В некоторых случаях горение влияет на характер течения, и наоборот, движение может влиять на процесс горения. Так, например, как будет показано в дальнейшем, устойчивость процесса горения в быстром потоке газа существенно зависит от наличия в следе за стабилизатором пламени особой формы течения. Другим важным для конструктора фактором является падение давления при движении газа через камеру, так как эффективность газовой турбины быстро уменьшается при увеличении перепада давления на участке от выхода из компрессора до входа в турбину. Необходимость уменьшать это падение давления сильно ограничивает свободу выбора конструкции камеры сгорания. В связи с этим необходимо уделить внимание некоторым основным положениям гидродинамики.

Ламинарное течение

Течение, при котором соседние слои жидкости равномерно скользят друг по другу, называется ламинарным. При таком относительном движении слоев и частиц во всякой реальной жидкости возникают силы трения. Опытным путем установлено, что сила τ (касательное напряжение) пропорциональна изменению скорости жидкости

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial y}, \quad (2)$$

где μ — величина постоянная для большинства жидкостей и называется коэффициентом динамической вязкости.

Для газов и практически не зависит от давления, но возрастает приблизительно пропорционально корню квадратному из абсолютной температуры. Данные о вязкости воздуха приведены на рис. 2-1.

Падение давления

При установившемся ламинарном движении в длинной трубе постоянного сечения жидкость не ускоряется и силы, обусловленные изменением давления, находятся в равнове-

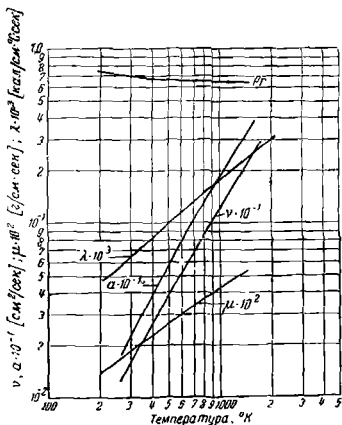


Рис. 2-1. Физические константы воздуха при атмосферном давлении (по данным Кинэна и Кэя).

сии с силами вязкостного трения. Из уравнения (2-1) следует, что разность статических давлений Δp в двух сечениях по длине трубы определяется соотношением

$$\frac{\Delta p \pi d^2}{\mu (u/d) \pi d l} = a \text{ (постоянная)}, \quad (2-2)$$

где u — скорость жидкости, например на оси трубы;
 d — поперечный размер трубы;

l — расстояние между двумя сечениями;
 πd^2 — площадь поперечного сечения трубы;
 πdl — оmyваемая поверхность.

Постоянная a определяется расчетом или экспериментально. Для трубы с круговым сечением диаметра d в зависимости от того, что принимается за величину скорости, значение на оси трубы или среднее значение, a равно соответственно 16 или 32.

Сопротивление формы

Если жидкость обтекает тело, то сила, с которой действует на тело в направлении своего движения, называется сопротивлением. Эта сила может быть разложена на две составляющие: сопротивление формы, которое является интегралом сил нормального давления по поверхности тела, и сопротивление трения, являющееся интегралом вязкостного трения по поверхности, причем в обоих случаях при интегрировании берется лишь компонента сил, действующая по направлению движения жидкости. Если первая составляющая относительно невелика, то соответствующую форму тела называют обтекаемой.

Сопротивление трения

Если тело имеет обтекаемую форму, то следа в жидкости за телом не образуется. Во многих случаях профиль скоростей потока остается неизменным, за исключением области, непосредственно прилегающей к твердой поверхности, где, как показано на рис. 2-2, образуется пограничный слой. Для выяснения зависимости сопротивления трения

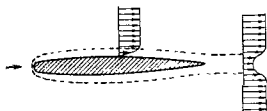


Рис. 2-2. След за обтекаемым телом и пограничный слой на его поверхности.

ла в ламинарном потоке от скорости, размера и вязкости можно использовать теорию подобия.

Пусть толщина пограничного слоя равна δ . Тогда сопротивление (касательное напряжение) определяется выражением

$$\tau \sim \frac{\mu U}{\delta}, \quad (1)$$

где U — скорости набегающего потока.

Эта сила, действующая на жидкость, определяют уменьшение количества движения единицы массы, пропорциональное U . Следовательно, для всей массы, движущейся в пограничном слое, это уменьшение пропорционально $\rho U^2 \delta$, где ρ — плотность¹ жидкости.

Поэтому

$$\rho U l / \delta \sim \rho U^2 \delta, \quad (2-4)$$

где l — длина тела, откуда

$$\delta / l \sim (\rho U l / \mu)^{-1/2} \quad (2-5)$$

Отсюда видно, что относительная толщина пограничного слоя уменьшается при увеличении $\rho U l / \mu$. Эта безразмерная величина называется критерием Рейнольдса, определяющим отношение сил инерции, пропорциональных ρU^2 , к силам трения, пропорциональным $\mu U / l$.

Из уравнений (2-3) и (2-5) можно исключить толщину пограничного слоя. Силу трения на поверхности обычно для удобства представляют в безразмерной форме — коэффициентом сопротивления C_f , определяемым выражением

$$C_f = \tau / \frac{1}{2} \rho U^2. \quad (2-6)$$

Таким образом, из уравнений (2-3) и (2-5) можно получить

$$C_f \sim (\rho U l / \mu)^{-1/2}. \quad (2-7)$$

Турбулентное течение

Если критерий Рейнольдса очень мал, то толщина пограничного слоя становится соизмеримой с размерами тела и уравнение (2-7) непригодно. Силы инерции в этом случае несут существенны, и сопротивление пропорционально вязкости, скорости и соответствующему линейному размеру. Это имеет место при движении малых частиц в вязкой жидкости.

С другой стороны, когда критерий Рейнольдса велик, относительная величина сил инерции становится столь большой, что ламинарный режим нарушается, и возникает турбулентное течение.

В этом случае скорость жидкости в какой-либо точке поля не постоянна, а колеблется в большей или меньшей

¹ Термин плотность применяется здесь и далее для обозначения понятия массовой плотности. (Ред.)

степени около некоторого среднего значения. Вследств. этого вихри или моли жидкости перемещаются в направлении, перпендикулярном направлению движения основной потока. Эти перемещения молей, хотя последние имеют значительно большие масштабы, аналогичны беспорядочному движению молекул в ламинарном потоке, которое определяет явление вязкости. Поэтому и при турбулентном режиме, когда соседние слои жидкости движутся с различными скоростями, также возникает сила трения, которая вследствие большей интенсивности поперечного движения значительно больше, чем сила трения, возникающая в результате действия молекулярной вязкости. Турбулентное сопротивление трения можно характеризовать эффективной «турбулентной вязкостью». Последняя, однако, не является свойством жидкости, как молекулярная вязкость, а пропорциональна скорости течения жидкости, ее плотности и линейным размерам. Различие между ламинарным и турбулентным течением можно выяснить, рассмотрев характер движения затопленной струи жидкости, вытекающей в какой-либо объем.

Струи

На рис. 2-3 показаны профили скоростей струи жидкости расширяющейся при вытекании в резервуар. Сначала предположим, что течение ламинарное. Ширину струи δ можно найти, принимая во внимание, что силы вязкости, уменьшающие скорость струи, в этом случае пропорциональны

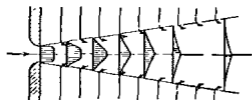


Рис. 2-3. Профили скоростей и линии тока при распространении струи.

$\mu Ul/\delta$, где U — начальная скорость струи и l — расстояние от входа; уменьшенное количество движения при этом пропорционально ρU^2 . Таким образом, как и ранее

$$\delta/l \sim (\rho Ul/\mu)^{-1/2}, \quad (2)$$

т. е. относительная ширина струи обратно пропорциональна корню квадратному расстояния по оси.

При турбулентном течении величину μ нужно заменить турбулентной вязкостью, которая пропорциональна ρUl . Это дает

$$\delta/l = \text{const}, \quad (2)$$

т. е. в этом случае струя имеет форму конуса, причем уг

конуса не зависит от критерия Рейнольдса. Этот результат имеет большое значение: оказывается, что при достаточно большом значении критерия Рейнольдса, когда возникает турбулентность, форма профиля скоростей перестает зависеть от этого критерия.

Сопротивление и падение давления при турбулентном течении

Характер движения струи слабо зависит от состояния жидкости на граничных поверхностях, и течение в самой струе может быть турбулентным. Однако вблизи поверхности тела, которое обтекается жидкостью, существует область, где происходит угасание турбулентности и образуется ламинарный подслои. Поэтому сохраняется зависимость коэффициента сопротивления от вязкости: он приблизительно пропорционален критерию Рейнольдса в степени — 0,2. Это также справедливо для течения внутри труб.

Коэффициент расхода

При течении жидкости через отверстие происходит падение давления, возникающее вследствие ускорения жидкости и действия сил вязкостного или турбулентного трения. Если критерий Рейнольдса больше некоторого минимального значения, то трением можно пренебречь, и падение давления в этом случае пропорционально только силам инерции, т. е. ρU^2 . Объемный расход пропорционален скорости и площади отверстия, т. е. величине $A\sqrt{\Delta p/\rho}$, где A — площадь отверстия; Δp — перепад давления и ρ — плотность. Коэффициент пропорциональности, деленный на $\sqrt{2}$, называется коэффициентом расхода.

Если жидкость с заданной скоростью движется через сложную систему каналов и отверстий, например через камеру сгорания, то расчет падения давления весьма затруднителен. Однако, если рассматривать систему как ряд сопротивлений, включенных последовательно и параллельно, то можно использовать обычную методику расчета.

При расчете предполагается, что в системе отсутствуют источники или стоки жидкости, а также, что падение давления по любому пути между двумя точками одинаково. Такой расчет аналогичен расчету сопротивления электрической сети на основе закона Кирхгофа.

Указанные предпосылки позволяют составить уравнения, в которые входят скорости в различных точках системы, коэффициенты расхода и коэффициенты сопротивления для

различных отверстий и каналов. Если коэффициенты расхода и сопротивления известны, то из этих уравнений можно найти расходы через разветвляющиеся каналы и сопротивление всей системы. Однако указанные уравнения нелинейны, так как падение давления пропорционально квадрату скорости, поэтому методика расчета сложнее, чем в случае электрической цепи. Проберт и Киллэнд (Probert and Kie land, 1945) предложили подобный метод расчета. Данные о коэффициентах расхода для тех типов отверстий, которые обычно встречаются в камерах сгорания, не опубликованы. Другой метод расчета разработан Пинкелем и Шэмсом (Pinkel and Shames, 1947).

Подсос в струю

Особого рассмотрения требует явление подсоса в струю, которое заключается в том, что быстро движущаяся струя захватывает жидкость, в которую она втекает.

Пусть V_1 и A_1 — соответственно скорость и площадь сечения струи, втекающей в резервуар. Когда сечение струи увеличивается до A_2 , скорость уменьшается до величины V_2 . Если при этом давление не изменяется, то из условия сохранения количества движения получим:

$$A_1 V_1^2 = A_2 V_2^2.$$

Весовой расход в струе пропорционален AV , поэтому

$$\frac{A_1 V_1}{A_2 V_2} = \frac{V_2}{V_1} < 1.$$

Следовательно, через сечение 2 протекает больше жидкости, чем через сечение 1. Это означает, что жидкость захватывается струей из окружающей среды.

Если резервуар имеет конечный объем, то количество жидкости, которое может быть захвачено струей, ограничено, и поэтому может образоваться зона рециркуляции. Этот вопрос будет рассмотрен подробнее в главе 4.

Критерий Маха

Когда скорость потока очень велика, то вследствие изменения давления, происходящего при движении газа вблизи поверхности тела, происходит заметное изменение плотности. Силы инерции пропорциональны ρV^2 , силы, возникающие при сжатии, пропорциональны модулю упругости. Для идеального газа последний равен $k\rho$, где k — отношение

дельных теплоемкостей соответственно при постоянном давлении и постоянном объеме и p — абсолютное давление. Таким образом, безразмерный критерий, характеризующий роль сжимаемости, равен $p V^2/kp$. Практически удобнее пользоваться корнем квадратным из этой величины, так называемым критерием Маха M , представляющим отношение скорости движения к местной скорости звука. В камерах сгорания критерий M обычно меньше единицы, по крайней мере на входе в камеру. Однако происходящее при горении повышение температуры приводит к увеличению скорости потока, которая за фронтом пламени может быть равна или больше скорости звука (подробнее см. стр. 52).

2. ТЕЧЕНИЕ СЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

Некоторые явления, связанные с горением, не объяснимы, если не учитывать сжимаемость газовой смеси и продуктов ее сгорания. Одним из примеров таких явлений может служить детонационная волна, которая иногда возникает при движении пламени в трубе, наполненной покоящимся горючим газом. Другим примером, по-видимому, может быть явление неустойчивостей процесса в камере сгорания при стационарном потоке. Рассмотрим сначала связь между параметрами не реагирующего газа, движущегося с большой скоростью в одно- или двухмерном пространстве. Далее будут рассмотрены явления, возникающие при наличии химической реакции. Необходимо отметить, что, несмотря на то, что механизм процесса горения, по крайней мере в одномерном случае, был выяснен давно, это не оказало существенного влияния на инженерную практику. Это объясняется, по-видимому, тем, что при разработке конструкций внимание было сосредоточено на более актуальных проблемах перемешивания и стабилизации пламени. Эти проблемы рассматриваются в главах 4 и 5. Следующие разделы настоящей главы, посвященные движению сжимаемой жидкости, включены потому, что дальнейшее развитие газовых турбин и прямоточных двигателей, очевидно, потребует особого внимания к этим вопросам.

Диаграмма T — V

Различные явления, происходящие при движении сжимаемой жидкости, могут быть представлены в виде графической зависимости логарифма температуры от логарифма

скорости [Сполдинг (Spalding, 1954, d)]. Полагаем, что подчиняется закону

$$pv = RT, \quad (2)$$

где p — давление;

v — удельный объем;

R — газовая постоянная;

T — абсолютная температура.

Вместе с тем будем принимать во внимание зависимость теплоемкости от температуры. Последнее оказывается неходким, так как хотя воздух и продукты сгорания в интересующей нас области изменения параметров хорошо удовлетворяют уравнению (2-10), но, например, теплоемкость воздуха при постоянном давлении и комнатной температуре равна приблизительно $0,24 \text{ кал/г} \cdot ^\circ\text{С}$, а при температуре превышающей 2000°К , больше $0,3 \text{ кал/г} \cdot ^\circ\text{С}$.

Зависимость теплоемкости от температуры сильно усложняет проведение математического анализа, и поэтому обычно ограничиваются выводом формул, справедливых при постоянных теплоемкостях [Шаниро, Хаутори и Эдельман (Shapiro, Hawthorne and Edelman, 1947)]. Результаты расчетов при различных значениях отношения k теплоемкостей при постоянных давлении и объеме табулированы Кинэн и Кэем (Keenan and Kaye, 1948). «Газовые таблицы» этих авторов повсеместно используются при решении простых задач, связанных с движением сжимаемой жидкости. В дальнейшем вместо аналитического будет использоваться более наглядный графический метод.

Графические построения очень удобны для представления термодинамических свойств какого-либо чистого вещества, так как при отсутствии движения, а также энергетических эффектов, вызываемых силами тяжести, капиллярностью, электричеством и магнетизмом, для определения состояния достаточно двух параметров. Каждая точка диаграмме соответствует, таким образом, определенному состоянию. В данном случае мы имеем дело с движением этого вещества, и поэтому для полного определения его состояния необходимы три параметра, например давление, температура и скорость. Для изображения соответствующих зависимостей требуются трехмерные графики. Однако для вещества, подчиняющегося уравнению (2-10), характерно то, что энтальпия и внутренняя энергия являются функциями лишь температуры, т. е. они не зависят от давления, причём другие характерные величины, например плотность и

удельный поток массы, просто пропорциональны давлению. Поэтому можно ограничиться построением диаграммы, на которой третий параметр — давление, не фигурирует. По осям координат этой диаграммы удобнее откладывать логарифмы температуры и скорости.

На рис. 2-4 представлена диаграмма $\lg T - \lg V$ для воздуха, где T — температура и V — скорость. Так как энтальпия h — функция лишь температуры, то каждая горизонтальная линия на диаграмме соответствует определенному значению h . Поэтому рядом с шкалой температуры нанесена также шкала энтальпии. На диаграмме проведены следующие линии.

1. Адиабатическое течение. Для адиабатического установившегося движения чистого вещества, протекающего без отдачи работы, а также без энергетических эффектов вследствие действия сил тяжести, капиллярности, электрических и магнитных, согласно первому закону термодинамики

$$h + \frac{V^2}{2gJ} = h_0, \quad (2-11)$$

где g — ускорение силы тяжести;

J — механический эквивалент тепла;

h_0 — энтальпия газа в заторможенном потоке (энтальпия торможения).

На диаграмме в координатах $\lg T - \lg V$ построены кривые, соответствующие уравнению (2-11) при различных значениях h_0 , которые получаются при пересечении этих кривых шкалы энтальпии, расположенной с левой стороны диаграммы. В этой области величины V очень малы, и поэтому h и h_0 практически равны, т. е. левые части кривых представляют собой горизонтальные прямые. По мере увеличения V кривые загibaются вниз, так как при этом энтальпия заметно уменьшается. Величину скорости можно отсчитывать по логарифмическим шкалам снизу и сверху диаграммы. Все кривые имеют приблизительно одинаковую форму. Если бы удельные теплоемкости газа были постоянны, то кривые были бы полностью подобны, отличаясь лишь смещением в направлении, параллельном линии $T = V^2/gR$. Они соответствуют кривым Фанно (Stodola, 1927) на диаграмме энтальпия — энтропия Молье (Mollier) и будут в дальнейшем называться «линиями энергии».

2. Скорость звука. Скорость звука в газе, подчиняющемся уравнению (2-10), зависит лишь от температуры.

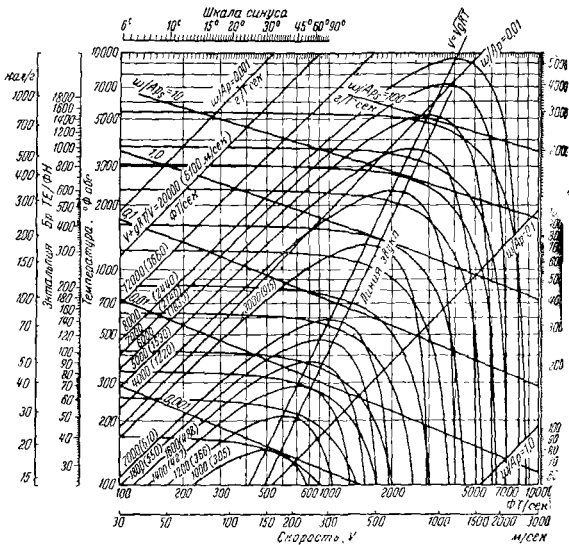


Рис. 2-4. Диаграмма $\lg T - \lg V$ для воздуха.

Поэтому на диаграмме $\lg T - \lg V$ можно построить линию, соответствующую скорости звука. Эта линия, построенная по данным газовых таблиц Кинэна и Кэя, на рис. 2-4 обозначена как «линия звука». Она почти прямая и была бы совершенно прямой, если бы удельные теплоемкости не зависели от температуры.

Можно показать, что скорость звука a следующим образом зависит от температуры:

$$a = \sqrt{kRT}, \quad (2-12)$$

где k — отношение удельных теплоемкостей при температуре T . Отношение действительной скорости движения к скорости звука называется критерием Маха

$$V/a = M. \quad (2-13)$$

На рис. 2-5 показано, каким образом можно найти критерий M непосредственно из диаграммы $\lg T - \lg V$. Пусть точка A представляет собой некоторое состояние газа и расстояние AB равно $\lg V - \lg a$. Тогда отложив AB на горизонтальной логарифмической шкале скоростей от точки, отмеченной 1 (или 10, 100 и т. д.), можно по шкале непосредственно определить значение критерия M (или соответственно $10M$, $100M$ и т. д.). Отсюда ясно удобство применения логарифмической шкалы диаграммы. Нетрудно установить, в какую сторону нужно откладывать величину AB , так как линия звука разделяет диаграмму на две области: левую, дозвуковую ($M < 1$), и правую, сверхзвуковую ($M > 1$).

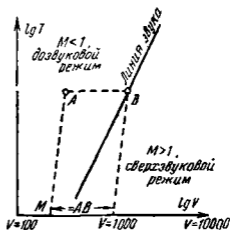


Рис. 2-5. Критерий Маха.

3. Линия давления. При установившемся движении в трубе из закона сохранения материи следует уравнение неразрывности

$$\frac{w}{A} = \frac{V}{v}, \quad (2-14)$$

где w — массовый расход;

A — площадь поперечного сечения трубы.

Из уравнений (2-14) и (2-10) находим:

$$\frac{\omega}{A\rho} = \frac{V}{RT} \quad (2-1)$$

На диаграмме нанесены линии, соответствующие уравнению (2-15) при различных значениях $\frac{\omega}{A\rho} \frac{g}{\Gamma \cdot \text{сек}}$. Это — прямые с углом наклона 45° , которые будем называть линиями давления.

Если местное давление известно, то линии давления можно использовать для определения величины ω/A . Для этого расстояние точки, характеризующей состояние, от линии давления откладывается от точки 1 логарифмической шкалы вправо или влево (в зависимости от положения точки относительно линии давления).

4. Обратимое адиабатическое течение. Энтальпия h чистого вещества связана с энтальпией h_0 соотношением

$$T ds = dh - v dp, \quad (2-2)$$

являющимся следствием второго закона термодинамики. При обратимом адиабатическом процессе $ds=0$. Исходя из уравнения (2-10), интегрировав уравнение (2-16) при условии $ds=0$, получим:

$$\int_1^2 \frac{dh}{RT} = \ln \left(\frac{p_2}{p_1} \right). \quad (2-3)$$

Значения интеграла в левой части равенства для воздуха приведены в таблицах Кэя и Кэя (Keenan & Chao, 1948). По этим данным для каждой температуры от соответствующей

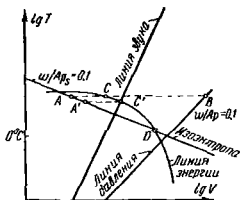


Рис 2-6. Изоэнтропическое расширение.

линии давления можно отложить отрезки, концы точек которых образуют линии, которые будем называть изоэнтропами. Согласно уравнению (2-17) горизонтальное расстояние всех точек этих линий от линий давления пропорционально логарифмам отношений действительных давлений

лений к давлению в точках пересечения изоэнтроп с соответствующими линиями давления. На рис. 2-4 изоэнтропы проведены так, что они пересекают соответствующие линии давления при $T=0^\circ\text{C}$ (492°F абс.). На рис. 2-6, разъясняющем построение, расстояние AB дает отношение исходного и конечного давлений при изоэнтропическом расширении от температуры, соответствующей точкам A или B , до 0°C , например по линии энергии CD . Числовые значения отсчитываются по логарифмической шкале. Температура 0°C выбрана условно; давление, которое получается при изоэнтропическом расширении до температуры 0°C , обозначено p_s . Изоэнтропы имеют слабую кривизну вследствие зависимости теплоемкостей от температуры. Расстояние по горизонтали между точками изоэнтропы и линией энергии имеет определенный смысл. Как было указано, отрезки AB и BC на рис. 2-6 соответственно представляют p/p_s и w/Ar . Поэтому отрезок AC представляет собой w/Ar_s . Значения w/Ar_s , соответствующие каждой изоэнтропе, указаны на рис. 2-4. Отрезок AC на рис. 2-6 пропорционален удельному потоку массы, так как величина p_s при данном процессе расширения постоянна. Максимальная величина этого отрезка равна $A'C'$, причем точка C' находится на пересечении линии энергии с линией звука. Таким образом, при изоэнтропическом расширении газа удельный поток массы сначала увеличивается, а затем уменьшается. Это определяет особенности профиля сопел. Так как массовый расход w по длине сопла не изменяется, то отрезки AC на логарифмической шкале при известном p_s непосредственно дают площади сопла соответственно расширению газа.

Давление после изоэнтропического расширения до температуры 0°C обычно не определяется; целесообразней найти величину w/Ar_0 , где p_0 — давление торможения. Для любой точки изоэнтропического расширения AB на рис. 2-7 отрезок CD определяет p_0/p_s , и поэтому величине w/Ar_0 соответствует $AE+CD$. Эту сумму можно отложить циркулем на логарифмической шкале и при данном давлении торможения найти удельный массовый поток для любого момента процесса расширения.

Отношение давлений p/p_0 в некоторый момент процесса расширения определяется величиной $CD-EF$. Вопрос о том, по какую сторону от 1,0 на логарифмической шкале откладывать соответствующие отрезки, обычно легко решается исходя из физических соображений.

5. Линии количества движения. Для движе-

ния без трения в трубе постоянного сечения закон сохранения количества движения дает

$$p + \frac{V^2}{gV} = \text{const.} \quad (2-9)$$

Используя уравнение состояния (2-10) и уравнение непрерывности (2-14) при $\omega = \text{const}$, будем иметь:

$$\frac{RT}{V} + \frac{V}{g} = \text{const.} \quad (2-10)$$

Кривые, выражающие эту зависимость V от T для различных значений константы, нанесены на диаграмму $\lg T$, $\lg V$ (рис. 2-4). Полученные линии соответствуют семейству линий Рэля (Stodola, 1927) на диаграмме Мол. Каждая линия дает возможные состояния воздуха при движении без трения в прямой трубе, сопровождающем

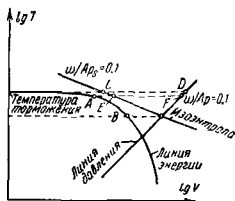


Рис. 2-7. Давление торможения.

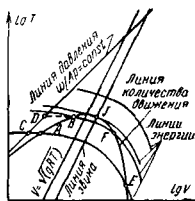


Рис. 2-8. Подвод тепла.

подводом тепла. По мере увеличения скорости температура сначала повышается, а затем понижается; максимум температуры соответствует скорости, равной $V = \sqrt{gRT}$. Наклон кривых в точке их пересечения с линией звука равен наклону линии энергии в этой же точке и наклону изоэнтропы в этой же температуре. При малой скорости движения кривые почти параллельны линиям давления; при больших скоростях кривые круто падают вниз. Эти кривые будем называть линиями количества движения. Все они подобны и отличаются друг от друга лишь сдвигом вдоль линии $V = \sqrt{gRT}$.

На рис. 2-8 показана диаграмма процесса движения газа по прямой трубе при отсутствии трения и с подводом тепла, когда состояние газа изменяется от точки А до точки В.

линии количества движения. Количество подведенного тепла определяется разностью энтальпий торможения в точках A и B , значения которых равны величинам энтальпии h_0 для линий энергии, проходящих через эти точки. Как видно на рис. 2-8, количество тепла, которое в этом случае можно подвести к газу, ограничено, так как те линии энергии, которые в точке J проходят выше линии количества движения, вообще ее не пересекают. Так как точка J , в которой линии энергии и количества движения соприкасаются, лежит на линии звука, то максимум количества подведенного тепла определяется возникновением на выходе звуковой скорости движения. В этом случае, как принято говорить, происходит заклинивание трубы, так как дальнейшее увеличение расхода в прямой трубе невозможно. Интересно отметить, что при $T < V^2/gR < kT$ подвод тепла приводит к уменьшению температуры.

Подводу тепла при сверхзвуковом режиме движения соответствует переход из точки E в F . В этом случае уменьшаются как скорость, так и критерий Маха, но температура возрастает. Количество подведенного тепла достигает максимальной величины также при скорости движения, равной скорости звука.

Подвод тепла определяет изменение давления. Поскольку $\omega/A = \text{const}$, отношение давлений может быть получено из диаграммы по величине горизонтального расстояния до линии давления. Так на рис. 2-8 отношение p_A/p_B определяется на логарифмической шкале разностью отрезков AC и BD . При дозвуковом течении подвод тепла приводит к понижению давления, а при сверхзвуковом, наоборот, к его возрастанию.

Охлаждение, естественно, дает противоположный эффект. Аналогичным образом изменяется давление торможения, которое может быть определено указанным выше способом. Подвод тепла всегда уменьшает давление торможения, отвод тепла всегда увеличивает.

Скачки уплотнения

В сужающемся и затем расширяющемся сопле по мере понижения давления скорость движения непрерывно увеличивается. Однако нельзя получить непрерывное уменьшение скорости, если пропускать газ через такое же сопло в обратном направлении. Вместо непрерывного изменения наблюдается так называемый скачок уплотнения. За скачком

уплотнения скорость движения меньше скорости звука, давление больше, чем вверх по течению. Однако при этом увеличивается энтропия, что является признаком необратимости процесса.

Скачки уплотнения имеют столь малую ширину, что д. области, которую занимает скачок, можно пренебречь де ствием силы трения о стенки, тепловыми потерями, а такж изменением поперечного сечения трубы. Поэтому оставо справедливыми уравнения (2-11) и (2-18); количество дв

жения и энергия при переход через фронт скачка не изменяются, хотя и происходит пр вращение кинетической эне гии в тепловую. Рассмотрим как изменение состояния газ в скачке изображается на диграмме $\lg T - \lg V$.

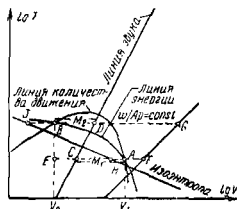


Рис. 2-9. Прямой скачок уплотнения.

1) Прямой скачок уплотнения. На рис. 2-9 видно, что в общем случае линия количества движения и линия энергии пересекаются в двух точках. Таким образом

движущийся газ, имеющий определенную энтальпию торможения и количество движения, может находиться в двух состояниях. Эти состояния реализуются до и после скачка уплотнения.

Точки A и B на рис. 2-9 соответственно представляют состояния до фронта и за фронтом прямого скачка. Обычно требуется найти параметры потока за фронтом по заданным параметрам перед скачком. Скорость за фронтом V_2 может найти непосредственно по горизонтальной шкале. Согласно уравнению неразрывности отношение удельных объемов равно отношению скоростей; отрезок AE, отложенный на логарифмической шкале, дает величину этого отношения. Критерии Маха M_1 и M_2 соответственно определяются отрезками AC и BD.

Поскольку w/A по обе стороны скачка уплотнения имеет одно и то же значение, отношение давлений p_2/p_1 определяется по логарифмической шкале отрезком BG—AF. Отношение p_2/p_1 , конечно, всегда больше единицы, но давление торможения при этом всегда уменьшается; отношение p_{02}/p_1 определяется разностью отрезков AH и BJ, которые равны расстояниям до изоэнтропы. Если точки A и B очень близки

что указывает на близость критерия Маха к единице, то линии энергии, количества движения и изоэнтропа имеют приблизительно одинаковый наклон; это означает, что уменьшение давления торможения в этом случае весьма незначительно.

Температура за скачком уплотнения, очевидно, может быть найдена непосредственно по вертикальной шкале.

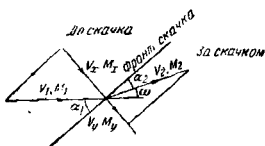


Рис. 2-10а. Косой скачок уплотнения.

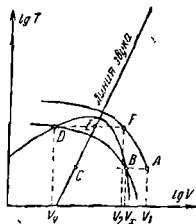


Рис. 2-10б. Косой скачок уплотнения.

2) Косой скачок уплотнения. Если сверхзвуковой поток отклоняется от первоначального направления, например твердой поверхностью, и в результате этого увеличивается давление, то скачок уплотнения образуется вдоль плоскости, наклонной к направлению движения потока. Это показано на рис. 2-10а. Тангенциальная компонента скорости, параллельная плоскости скачка, остается неизменной; изменение нормальной компоненты аналогично изменению скорости при прямом скачке.

Величины скоростей и углов связаны следующими соотношениями (см. рис. 2-10а):

$$\left. \begin{aligned} \frac{V_x}{V_1} = \frac{M_x}{M_1} = \sin \alpha_1; \quad \frac{V_u}{V_2} = \frac{M_u}{M_2} = \sin \alpha_2; \\ V_1 \cos \alpha_1 = V_2 \cos \alpha_2; \quad \omega = \alpha_1 - \alpha_2. \end{aligned} \right\} \quad (2-20)$$

Рассмотрим на диаграмме рис. 2-10б изменение параметров потока, имеющего перед скачком уплотнения угол наклона α_1 ; начальное состояние потока характеризуется точкой А. Критерий M_1 потока определяется отрезком АС

по логарифмической шкале. Состояние B характеризует величиной нормальной к плоскости скачка компоненты скорости и соответствующим критерием M_x прямого скачка определяемым отрезком BC . Отрезок AB дает величину M_x/M_1 и, таким образом, величину $\sin \alpha_1$. На диаграмме рис. 2-4 также нанесена шкала $\lg \sin \alpha_1$, по которой можно непосредственно определить угол α_1 . Точка B , очевидно, находится на линии энергии, которой соответствует меньшая величина температуры торможения, чем точке A , однако же термодинамическая температура.

Параметры потока за скачком уплотнения определяются точкой D , которая находится на пересечении линий энергии и количества движения, проходящих через точку B ; DE отвечает критерию Маха потока в случае прямого скачка.

Этот критерий, естественно, меньше единицы. В данном примере критерий M_2 потока за косым скачком больше единицы и определяется отрезком EF . Однако возможны случаи, когда точка F находится в дозвуковой области. Точка F определяет параметры потока за скачком; она лежит на пересечении исходной линии энергии и горизонтали, определяемой термодинамической температурой состояния. Отрезок DF дает $\sin \alpha_2$. Угол α_2 можно найти по шкале $\lg \sin$; отклонение ω определяется разностью $\alpha_1 - \alpha_2$.

Если угол наклона скачка к направлению движения потока близок к 90° , то отклонение относительно невелико. В этом случае по диаграмме $\lg T - \lg V$ трудно получить точное значение величины $\alpha_1 - \alpha_2$ и поэтому лучше пользоваться аналитическим методом. Зависимость k от температуры при этом не приводит к существенным ошибкам, так как в небольшом интервале температур изменение k незначительно мало. Таблица отклонений ω и других характеристик скачков уплотнения составлены Киэнном и Кеэном (Keenan and Kaue, 1948) для различных значений k . Уменьшение давления торможения при слабых скачках невелико так как линии энергии, количества движения и изоэнтропы вблизи линии звука почти эквидистантны.

3. ТЕЧЕНИЕ СЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ НАЛИЧИИ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ

Если в движущейся среде происходит химическая реакция, то изменяются одновременно средний молекулярный вес и температура, что в свою очередь приводит к изменению удельного объема газа. Если удельный объем в результате горения, как это обычно бывает, увеличивается, то с

рость потока за зоной реакции должна быть больше, чем скорость движения в этой зоне. Поэтому химическая реакция изменяет характер движения потока.

Реагирующий газ не является чистым веществом в термодинамическом смысле, и в общем случае его состояние определяется большим числом независимых параметров. Однако размер зоны реакции мал сравнительно с размерами областей, где имеется лишь полностью сгоревший или полностью несгоревший газ. Поэтому движение потока зависит главным образом от параметров исходной смеси и продуктов сгорания, важнейшими характеристиками которых являются средний молекулярный вес и зависимость энтальпии от температуры.

Как первое приближение можно считать, что реагенты и продукты сгорания имеют одинаковый молекулярный вес, а соответствующие зависимости энтальпии от температуры отличаются лишь постоянной, которая, очевидно, равна изменению энтальпии при изотермической реакции. Таким образом, предполагается, что расстояние по вертикали между кривыми на рис. 1-1 не зависит от температуры. Изменение состава при постоянной энтальпии в этом случае можно представить как изменение энтальпии при постоянном составе, т. е. рассматривать пламя как область, где к чистому веществу подводится определенное количество тепла. Используя это допущение, по диаграмме $\lg T - \lg V$ можно найти изменение параметров движущейся сжимаемой жидкости, происходящее вследствие горения. Такой метод очень удобен и обычно не приводит к серьезным ошибкам. Однако в действительности горение не является простым подводом тепла (см. определение на стр. 19), поэтому следует не забывать об условности этого метода.

Прямые пламена

Существенной особенностью пламен, как и скачков уплотнения, является образование в потоке поверхностей разрыва. Как и в предыдущих разделах, посвященных скачкам уплотнения, прежде всего рассмотрим прямые пламена, т. е. пламена, поверхности которых перпендикулярны (нормальны) направлению движения потока. Предположим, что газ стационарно движется в прямой трубе и в некотором сечении энтальпия торможения скачком возрастает на определенную величину, например, как это показано на рис. 2-11, от величины h_{01} до h_{02} . При дозвуковом режиме состояние до фронта пламени характеризуется точкой А. В зависимости от

того, остался поток дозвуковым или стал сверхзвуковым, состояние за фронтом должно характеризоваться соответственно точкой *B* или точкой *C*. Последняя возможность, в действительности никогда не реализуется.

Процесс горения, при котором начальное и конечное состояния характеризуются точками *A* и *B*, называется нормальным горением¹. Скорость движения пламени относительно исходной смеси зависит от природы химической реакции и теплопроводности газа (глава 5). Для ламинарного движения горючей смеси нормальная скорость пламени является физической константой. На стр. 47 было показано, что существует максимум количества тепла, которое можно

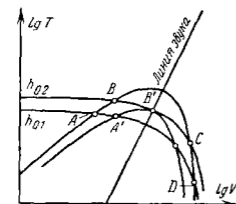


Рис. 2-11. Распространение пламени и детонация.

подвести к газу, движущемуся с данной скоростью и при данной температуре. Поэтому если количество подводимого тепла задано, как это имеет место в пламенах, то тем самым определяется максимальная стационарная скорость распространения пламени. На рис. 2-11 эта скорость определяется линией количества движения *A'B'*.

Изменение состояния в пламени по *A'B'*, когда критерий Маха за фронтом пламени достигает единицы, рассмотрено в работах Чэпмена и Жуге (Chapman, 1899, Jouguet, 1905, 1926).

Интересно выяснить, что произойдет, если скорость движения пламени превысит скорость звука. До настоящего времени неизвестно такого воздействия газодинамических явлений на протекание реакции, которое могло бы заметным образом уменьшить скорость химической реакции, и поэтому возможность потухания пламени отпадает. Отсюда следует единственный вывод о невозможности в этом случае стационарного распространения пламени.

Если пламя образуется в сверхзвуковом потоке, чему на рис. 2-11 соответствует точка *D*, то условно за фронтом пламени будет соответствовать точка *C*. Такой тип процесса горения, однако, редко реализуется на практике. Обычно же пламена возникают в скачке уплотнения, и в результате со-

¹ Для обозначения этого понятия в английской литературе принят специальный термин «дефлаграция». (Ред.)

стоящие за фронтом соответствует точке B на рис. 2-11. Такое распространение пламени называется детонацией; скорость распространения пламени при этом в отличие от нормального распространения мало зависит от природы химической реакции.

Изменение плотности, давления и критерия Маха во фронте пламени может быть найдено на диаграмме $\lg T - \lg V$, как это было указано в предыдущем параграфе. Нормальная скорость распространения пламени по порядку величины составляет меньше 1 м/сек, но температура возрастает приблизительно на 1600°C . Таким образом, нормальному распространению пламени соответствует отрезок линии количества движения, расположенный значительно левее линии звука, т. е. в области, где линии количества движения практически прямые с углом наклона 45° . Поэтому изменение давления в нормальных пламенах незначительно и отношение скоростей потока до и за фронтом пламени приблизительно равно отношению абсолютных температур.

Косые пламена

Пламена могут стабилизироваться в потоке газа, скорость которого гораздо больше, чем нормальная скорость распространения пламени. Это обычно достигается особой перестройкой поля скоростей потока перед фронтом пламени, в результате чего образуется фронт пламени, наклонный к потоку газа. Механизм стабилизации пламени рассмотрен в главе 5. Аналогично движению газа через косой скачок уплотнения изменение состояния газа в косом фронте пламени можно изобразить на диаграмме $\lg T - \lg V$.

На рис. 2-12а изображена схема косого фронта пламени. В то время как в скачке уплотнения угол α_2 меньше α_1 , во фронте пламени, наоборот, направление потока приближается к нормали.

Пусть точка A на рис. 2-12б характеризует состояние движущейся горючей смеси. Предположим, что нормальная скорость распространения пламени V_x известна. Тогда нормальная компонента скорости определяется точкой B , находящейся на том же температурном уровне. Поэтому отрезок AB на логарифмической шкале дает величину $\sin \alpha_1$. Энергия в точке B меньше, чем в точке A . Если известно увеличение энтальпии торможения Δh_0 , происходящее вследствие процесса горения, то нормальная компонента скорости за фронтом пламени определяется точкой C , где $\Delta h_0 = h_{0C} - h_{0A}$. Точка D , находящаяся на линии энергии с энталь-

пией торможения $h_{0A} + \Delta h_0$ и на температурном уровне точки C , определяет величину полной скорости потока фронтом пламени V_2 . Отрезок CD дает величину $\sin \alpha_2$. Склонение ω определяется по разности $\alpha_2 - \alpha_1$. Интересно отметить, что согласно рис. 2-126, прямой фронт пламени при скорости потока V_1 невозможен, так как изменение энтальпии значительно превосходит необходимое для реакции условия Чэпмена—Жуге; при косых же пламени процесс далек от этого ограничения.



Рис. 2-12а. Косой фронт пламени.

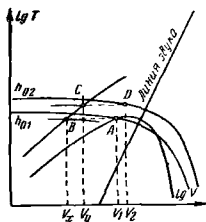


Рис. 2-126. Косой фронт пламени.

Когда нормальная скорость распространения пламени V_n мала, точки B и C могут находиться так далеко слева о линии звука, что соответствующие им линии энергии в этой области почти горизонтальны. В этом случае указанное выше построение, очевидно, дает точку D , находящуюся практически на одной вертикали с точкой A , т. е. поли: скорость потока не изменяется по величине ($V_2 = V_1$). В реальных условиях процесс распространения пламени приближается к этому предельному случаю. $M_2 < M_1$, так как скорость звука увеличивается с температурой. В таких пламях давление не одинаково по обе стороны фронта. Отклонение ω находится из условия неразрывности и равно

$$\omega = \alpha_2 - \alpha_1 \approx (\lambda - 1) \frac{V_x}{c_1} \text{ радиан,} \quad (2-2)$$

где $\lambda = V_n/V_x$ равно отношению удельных объемов при постоянном давлении, т. е. обычно приблизительно 6. Если скорость потока в камере сгорания велика, как это, например, бывает в форсажных камерах реактивных двигателей

то отношение V_x/V_1 , может быть, порядка 1/100. В этом случае отклонения могут быть лишь в несколько угловых градусов. Сам фронт пламени имеет приблизительно такой же угол наклона к направлению движения набегающего потока.

Величина λ определяется в логарифмическом масштабе расстоянии по вертикали между горизонтальными линиями AB и CD на диаграмме $\lg T - \lg V$.

Косые пламена в трубах

На рис. 2-13 показаны форма пламени, линии тока и профиль скоростей при распространении пламени от какого-либо точечного стабилизатора на оси прямой трубы. При входе и выходе из трубы горючая смесь и продукты сгорания движутся параллельно оси трубы; вместе с тем во фронте пламени поток должен отклоняться. Поэтому направление потока горючей смеси отклоняется от оси трубы непосредственно перед фронтом пламени, а продукты сгорания сразу же за фронтом начинают двигаться параллельно оси. На эту закономерность указал Скарлок (Williams, Hottel and Scurlock, 1948), который экспериментально определял скорости распространения пламени по форме его фронта.

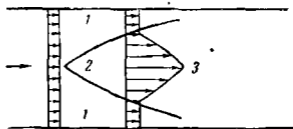


Рис. 2-13. Форма фронта пламени и профиль скоростей при течении в трубе. 1 — горючая смесь; 2 — фронт пламени; 3 — продукты сгорания.

До фронта и за фронтом пламени расстояние между линиями тока уменьшается, и поэтому скорость движения должна увеличиться. Вследствие этого при постоянной скорости распространения пламени по мере удаления от оси трубы наклон фронта пламени должен увеличиваться. Вблизи самой стенки линии тока не могут отклоняться, поэтому или скорость распространения пламени должна быть равна скорости потока, т. е. фронт пламени должен быть прямым, или скорость распространения пламени должна быть равна нулю. В действительности выполняется последнее условие вследствие охлаждающего действия стенки. Однако если стенка поддерживается достаточно горячей, то на некотором близком к стенке участке пограничного слоя.

где скорость движения газа очень мала, пламя действительно может распространяться вверх по потоку, но устойчивый режим горения при этом невозможен. В реальных условиях профиль скоростей на оси потока отличается от рассмотренного выше вследствие наличия стабилизатора пламени; в остальных участках форма профиля скоростей близка к указанной.

Скарлок разработал приближенный метод расчета формы фронта пламени и профиля скоростей для двумерного случая течения несжимаемой жидкости. Тзян (Tsien, 19) предложил более простой метод вычисления формы фронта пламени, пригодный также для течения сжимаемой жидкости. Расчет для сжимаемой жидкости дает характеристики течения, подобные изображенным на рис. 2-13; однако в отличие от течения несжимаемой жидкости пламя не может распространяться по всему сечению трубы, когда критерий Маха набегающего потока превосходит некоторое, относительно небольшое значение, зависящее от λ . Указанное явление аналогично ограничению величины нормальной скорости распространения пламени условием Чэпмана—Жуга. Предельное расширение пламени указывает на отсутствие факторов, препятствующих протеканию реакций, обусловленных непрерывным контактом горючей смеси и продуктами сгорания. Следовательно, в этом случае не может существовать устойчивая форма течения и происходит заклинивание трубы, вследствие чего критерий Маха набегающего потока уменьшается. Возможно, что этим объясняется наблюдавшееся иногда нарушение устойчивости процесса горения.

Тзян показал, что в сечении, в котором достигается предельное расширение пламени, скорость горючей смеси несколько больше скорости звука. Скорость движения продуктов сгорания изменяется в пределах от скорости горючей смеси перед фронтом пламени до некоторого большего значения на оси трубы, но везде остается дозвуковой. Ограничение расширения пламени происходит вследствие того, что обусловленное горением уменьшение удельного массового потока не может быть компенсировано увеличением w/A , происходящим вследствие ускорения горючей смеси, так как для $M > 1$ при увеличении скорости величина w/A уменьшается. Аналогичные результаты, но другим методом, были получены Фабри, Систраком и Фуром (Fabri, Siestrunk and Fouge, 1951, 1953). Эти авторы показали, что пламя может распространяться по всему сечению в расширяющейся трубе.

Обозначения к главе 2

- A — площадь поперечного сечения потока
 a — скорость звука.
 C_f — коэффициент сопротивления.
 d — поперечный размер потока.
 g — ускорение силы тяжести.
 h — энтальпия.
 h_0 — энтальпия торможения.
 Δh_0 — увеличение энтальпии вследствие горения.
 J — механический эквивалент тепла.
 k — отношение удельных теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме.
 l — размер в направлении течения.
 M — критерий Маха.
 p — давление.
 p_0 — давление торможения.
 R — газовая постоянная идеального газа, равная pv/T .
 s — энтропия.
 T — абсолютная температура.
 U || V — скорости потока:
 u — компонента скорости, нормальная к оси;
 v — удельный объем;
 w — массовый расход;
 y — расстояние.
 α — угол наклона.
 δ — толщина пограничного слоя.
 λ — отношение удельных объемов продуктов сгорания и свежей смеси при адиабатическом сгорании, происходящем без изменения давления.
 μ — динамическая вязкость.
 ν — кинематическая вязкость.
 ρ — плотность.
 τ — касательное напряжение вязкостного трения.
 ω — отклонение потока.

Литература к главе 2

- Courant R. and Friedrichs K. O., *Supersonic Flow and Shock Waves*, Interscience, New York, 1948.
 Goldstein S. (Ed.), *Modern Developments in Fluid Dynamics*, Oxford University Press, London, 1938.
 Howarth L. (Ed.), *Modern Developments in Fluid Dynamics; High Speed Flow*, Oxford University Press, London, 1953.
 Keenan J. H., *Thermodynamics*, Wiley, New York, 1941.
 Prandtl L., *Essentials of Fluid Mechanics*, Blackie, London, 1952.

Глава третья

ТЕПЛО- И МАССОБМЕН

1. ТЕПЛОБМЕН

Обычно различают три вида теплообмена: радиация, теплопроводность и конвекция. Здесь мы рассмотрим только последний из них. Хотя лучистый перенос тепла наблюдается в пламенах и является преобладающим при горении твердого топлива, но процесс радиации в движущейся проницаемой среде в настоящее время еще мало доступен для анализа. В последующем изложении теории тепло- и массообмена мы будем пренебрегать лучеиспусканием, за исключением тех случаев, когда рассматриваются твердые поверхности или энергия, излучаемая газом, имеет тот же порядок величины, что и энергия, выделяющаяся при сгорании (глава 5). Процесс теплопроводности протекает как в движущихся, так и в неподвижных средах и будет рассмотрено одновременно с конвекцией.

Теплообмен между твердым телом и жидкостью

Если тело погружено в установившийся поток жидкости температура которой отличается от температуры тела, температура жидкости изменится из-за теплообмена с телом. На рис. 3-1 показано протекание изотерм (линий постоянной температуры) в потоке жидкости вблизи тела.

Изменение температуры происходит главным образом в двух областях: в сравнительно тонкой зоне или пограничном слое, примыкающем к телу, и в следе за телом, простирающемся далеко вниз по потоку. Такая картина типична для средних и больших значений критерия Рейнольдса. При уменьшении скорости потока (числа Рейнольдса) искажение температурного поля распространяется все дальше в поток жидкости; наоборот, увеличение скорости приводит к уменьшению искажения поля вдали от поверхности тела, за исключением области, расположенной в следе.

На рис. 3-2 показано изменение температуры жидкости по нормали к поверхности тела (температура по

верхности равна T_s , температура жидкости в потоке T_R). Непосредственно у поверхности тела температура жидкости также равна T_s (кроме случая глубокого вакуума, когда может существовать скачок температуры). Значение температуры в невозмущенном потоке достигается асимптотически по мере удаления от поверхности тела. Удобной мерой толщины теплового пограничного слоя у поверхности может служить величина δ_s (рис. 3-2), получаемая продолжением касательной к температурному



Рис. 3-1. Изотермы вокруг тела, погруженного в поток жидкости.



Рис. 3-2. Профиль температуры по нормали к поверхности тела, погруженного в поток холодной жидкости.

профилю у поверхности тела. Как уже упоминалось, δ_s уменьшается при возрастании скорости потока.

Количество тепла, переносимого теплопроводностью, пропорционально градиенту температуры; коэффициент пропорциональности, являющийся свойством среды, носит название коэффициента теплопроводности. Этот закон можно записать в виде

$$q'' = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right), \quad (3-1)$$

где q'' — поток тепла в направлении оси y , $\text{кал/см}^2 \cdot \text{сек}$;
 λ — коэффициент теплопроводности, $\text{кал/см} \cdot \text{сек}^2 \cdot \text{С}$;
 T — температура.

На границе между жидкостью и твердым телом величина теплового потока равна, таким образом, $\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_s$, где индекс s относится к поверхности твердого тела. Из рассмотрения рис. 3-2 следует, что выражение для q''_s можно записать в виде

$$q''_s = \lambda \frac{T_s - T_g}{\delta_s}. \quad (3-2)$$

Это уравнение совпадает с уравнением теплового потока в случае твердого тела, отделенного неподвижной пленкой жидкости толщины δ_s от резервуара бесконечно большой теплопроводности с температурой T_p . Поэтому δ_s часто называют «толщиной неподвижной пленки». Концепцию неподвижной пленки следует рассматривать лишь как способ представления, а не как соответствующую реальной действительности. Ранее в литературе часто встречались указания о необходимости для увеличения теплового потока «уложить» пленку неподвижной жидкости увеличением относительной скорости; такие указания следует принимать лишь в переносном смысле.

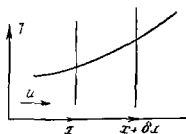


Рис. 3-3.

Дифференциальное уравнение теплообмена. Для вычисления величины теплового потока необходимо прежде всего составить, исходя из первого закона термодинамики, дифференциальное уравнение.

Предполагаем, что в жидкости отсутствуют источники или стоки тепла. Рассмотрим трехмерный случай и примем, что компоненты скорости по осям x, y, z суть u, v, w ; рассмотрим далее тепловой баланс параллелепипеда с ребрами $\delta x, \delta y, \delta z$.

Количество тепла, отводимого наружу в направлении x равно (рис. 3-3)

$$\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) \delta x \delta z;$$

количество тепла, подводимого внутрь в направлении

$$\text{равно: } \left\{ \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) \delta x \right\} \delta y \delta z;$$

возрастание энтальпии (теплосодержания) жидкости в направлении x равно:

$$\frac{\partial}{\partial x} (c \rho u T) \delta x \delta y \delta z,$$

где c — удельная теплоемкость жидкости при постоянном давлении;

ρ — плотность жидкости.

Следовательно, изменение количества тепла, связанное с процессом теплообмена в направлении x , равно

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) \delta x \delta y \delta z - \frac{\partial}{\partial x} (c \rho u T) \delta x \delta y \delta z.$$

аналогичные выражения получим для направлений y и z . Так как в установившемся состоянии и при отсутствии источников и стоков тепла количество тепла в параллелепипеде остается неизменным, то сумму этих выражений следует приравнять нулю. Введя также уравнение неразрывности, выражающее отсутствие источников и стоков вещества, а именно:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = 0, \quad (3-3)$$

в ограничивая рассмотрение случаем, когда изменением λ и c можно пренебречь, получим дифференциальное уравнение теплового баланса в виде

$$\frac{\lambda}{c\rho} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) - u \frac{\partial T}{\partial x} - v \frac{\partial T}{\partial y} - w \frac{\partial T}{\partial z} = 0. \quad (3-4)$$

Это уравнение применимо только для ламинарного потока, так как при турбулентном течении молекулярная теплопроводность $\left(\frac{\lambda}{c\rho} \right)$ должна быть заменена большей величиной — коэффициентом турбулентного обмена Δ ; последний, однако, не является постоянным для заданного потока. Уравнение (3-4) при соответствующих граничных условиях может быть проинтегрировано лишь в некоторых простых случаях. Обычно граничные условия формулируются следующим образом: в любой точке заданной поверхности температура жидкости имеет значение T_s , а вдали от этой поверхности — значение T_g . Форма течения обычно предполагается не зависящей от теплообмена; как правило, нормальная составляющая скорости жидкости на поверхности равна нулю.

При этих условиях уже непосредственно из вида уравнения можно сделать два вывода. Решение уравнения может быть представлено в виде изотерм, как показано на рис. 3-1; если определены изотермы, то известен и тепловой поток в любой точке. Аналитически это может быть выражено следующим образом:

$$T = f(x, y, z). \quad (3-5)$$

Поскольку T входит в уравнение (3-4) только под знаком производной первого и второго порядков, то сумма $f(x, y, z)$ и произвольной постоянной также будет удовлетворять дифференциальному уравнению. Так как величина теплового потока пропорциональна градиенту температуры, то отсюда

следует, что значения имеют только разности температур а не их абсолютные величины, если, конечно, не учитывается зависимость λ и других констант от температуры.

Второй вывод состоит в том, что, если выражение (3-6) представляет собой решение уравнения (3-4), то и

$$T = Af(x, y, z), \quad (3-6)$$

где A — постоянная, также удовлетворяет уравнению (3-4). Это означает, что все температуры или разности температур и, следовательно, градиенты температуры могут быть умножены на постоянную, причем величина тепловых потоков возрастет пропорционально этой постоянной. Если, следовательно, изотермы нанесены не для определенных значений температуры, а для определенных значений безразмерного отношения

$$\frac{T - T_g}{T_s - T_g},$$

то их форма не будет зависеть от абсолютных значений температуры.

Далее, для тела, погруженного в поток жидкости, можно ввести понятие коэффициента теплообмена α согласно уравнению

$$q'' = \alpha(T_s - T_g), \quad (3-7)$$

полагая при этом, что α не зависит от температур. Коэффициент теплообмена α может быть определен в каждой точке поверхности или для поверхности в целом, обычно применяется последнее определение.

Сопоставляя уравнения (3-2) и (3-7), имеем:

$$\alpha = \frac{\lambda}{\delta_s}. \quad (3-8)$$

Отсюда вытекает геометрическая интерпретация величины α . Из (3-8) следует, что α увеличивается с уменьшением δ_s . Значение α , как и δ_s , зависит от свойств жидкости, скорости потока и размеров тела. Теоретическое или экспериментальное определение величины α необходимо для расчета теплообменников.

Решения дифференциального уравнения теплообмена

Одномерный поток. Простейшим случаем, для которого можно получить точное решение, является случай конвективного теплообмена в одномерном ламинарном

потоке. Так, например, некоторые характерные особенности распространения пламени в потоке гомогенной горючей смеси могут быть выяснены при рассмотрении течения жидкости с температурой T_1 через пористую стенку, имитирующую фронт пламени, температура которой T_2 поддерживается постоянной. Дифференциальное уравнение в предположении постоянства λ , c и ρu получим из (3-4) в виде

$$a \frac{d^2 T}{dx^2} - u \frac{dT}{dx} = 0, \quad (3-9)$$

где u — скорость потока;

$a = \frac{\lambda}{c\rho}$ — коэффициент температуропроводности жидкости.

Интегрируя дважды, найдем распределение температуры в потоке перед стенкой:

$$\frac{T - T_1}{T_2 - T_1} = \exp\left(-\frac{ux}{a}\right). \quad (3-10)$$

Схематически это распределение представлено на рис. 3-4. Чем больше скорость потока, тем круче кривая. Градиент температуры в любой точке определяется из условия передачи количества тепла, необходимого для повышения температуры набегающего потока от T_1 до значения температуры в этой точке.

Мы предполагали, что $\lambda = \text{const}$. Это, конечно, очень грубое допущение, которое может привести к ошибочным результатам, так как теплопроводность газа возрастает приблизительно пропорционально корню квадратному из абсолютной температуры. Предположение $\lambda = \text{const}$ и порождаемая им неточность результатов являются обычными при решении проблем распространения тепла; без этого упрощения получить решение вообще невозможно; допускаемая таким образом неточность оправдывается, однако, возможностью исследования сущности процесса. При обоснованном выборе среднего значения λ ошибка будет сравнительно невелика.

Пример 3-1. Тепло передается через слой жидкости от одной плоской стенки другой, ей параллельной. Стенки пористые, и жидкость движется сквозь них (поперек разделяющего эти стенки промежутка). Найти зависимость теплового потока от скорости жидкости.

Решение. В соответствии с рис. 3-5, обозначив $\theta = \frac{T - T_0}{T_1 - T_0}$, получим (при сохранении принятых ранее допущений)

$$a \frac{d^2 \theta}{dx^2} - u \frac{d\theta}{dx} = 0.$$

Интегрируя, найдем:

$$\frac{d\theta}{dx} - \frac{u}{a}\theta = \text{const} = \left(\frac{d\theta}{dx}\right)_0,$$

т. е. градиенту θ при $x=0$, где $\theta=0$.

Вторичное интегрирование дает

$$\left(\frac{d\theta}{dx}\right)_0 = \frac{\frac{ux}{a}}{\exp\left(\frac{ux}{a}\right) - 1}.$$

При $x=x_1$, $\theta=1$. Следовательно, тепловой поток в стенку при $x=0$ будет равен:

$$\lambda(T_1 - T_0) \left(\frac{d\theta}{dx}\right)_0 = \frac{\frac{\lambda(T_1 - T_0)}{x_1}}{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{ux_1}{a}\right) + \frac{1}{6}\left(\frac{ux_1}{a}\right)^2 + \frac{1}{24}\left(\frac{ux_1}{a}\right)^3 + \dots}.$$

Таким образом, если скорость течения невелика, то тепловой поток определяется только теплопроводностью слоя жидкости, так как все члены в знаменателе, кроме первого, пренебрежимо малы. С увеличением u поток тепла в стенку θ уменьшается. Стенка 1 при этом отдает все больше и больше тепла, которое затрачивается



Рис. 3-4. Распределение температуры при одномерном течении через пористую стенку.

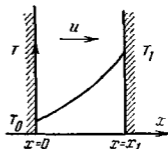


Рис. 3-5. Распределение температуры в жидкости, движущейся из одной пористой стенки в другую.

на повышение энтальпии жидкости и отводится потоком. Если направление течения изменить на обратное, то тепловой поток в стенку 0 будет возрастать с увеличением u .

Этот пример заслуживает внимания, так как аналогичное явление встречается при массообмене, когда наличие скорости, нормальной к поверхности, оказывает существенное влияние на скорость переноса тепла.

Критерии Пекле, Прандтля и Нуссельта. В полученные выше решения входит безразмерный ком-

д. как $\frac{ux}{a}$, носящий название критерия Пекле. Он представляет собой отношение количества тепла, переносимого конвекцией, $сри\Delta T$, к количеству тепла, переносимого теплопроводностью, $\frac{\lambda\Delta T}{x}$, где ΔT — некоторая разность температур. Сравнивая критерий Пекле с критерием Рейнольдса $\frac{ux}{\nu}$, где ν — кинематическая вязкость, равная $\frac{\mu}{\rho}$, получим:

$$\frac{ux}{a} = \frac{ux}{\nu} \frac{\nu}{a}. \quad (3-11)$$

Безразмерное отношение $\frac{\nu}{a}$ называется критерием Прандтля и является мерой сравнения интенсивностей переноса количества движения и тепла. Величина этого критерия для большинства газов близка к единице; для воздуха при комнатной температуре $\frac{\nu}{a} = 0,71$.

Причина близости значений ν и a состоит в одинаковом механизме, определяющем как вязкость, так и теплопроводность газов; этот механизм — взаимная диффузия молекул между соседними слоями газа, при которой происходит одновременно перенос количества движения и тепла. Позднее мы увидим, что аналогичным образом происходит и взаимная диффузия двух различных газов. На рис. 2-1 даны значения P_r , μ , ν , λ и a для воздуха по Кинэну и Кэю (Кеснап and Кауе, 1948). μ и λ практически не зависят от давления; ν и a изменяются обратно пропорционально давлению.

Представление теоретических и экспериментальных результатов в виде безразмерных комплексов очень удобно и широко применяется в исследованиях теплообмена. Теоретические решения естественно приводятся к безразмерному виду. Число необходимых экспериментов может быть сильно уменьшено, если иметь в виду, что, например, два потока с равными значениями критериев Рейнольдса и Прандтля, несмотря на различие в скоростях, роде жидкости и линейных размерах, будут иметь полностью подобные изотермии.

Безразмерным комплексом, содержащим коэффициент теплоотдачи α , является критерий Нуссельта $\frac{\alpha x}{\lambda}$, где x — характерный размер. Уравнение, описывающее конвективный

теплообмен для некоторой заданной системы, часто записывается в форме

$$Nu = f(Re, Pr), \quad (3-1)$$

где двумя первыми буквами фамилий обозначены соответствующие критерии. Для каждой системы функция f имеет свой вид, который должен быть определен в результате теоретического или экспериментального исследования.

Критерий Нуссельта можно рассматривать как отношение характерного размера тела к эффективной толщине и подвижной пленки. Действительно, из уравнения (3-8) имеем:

$$\frac{\alpha x}{\lambda} = \frac{\lambda x}{\delta_s \lambda} = \frac{x}{\delta_s}. \quad (3-1)$$

Так же как и α , критерий Nu может иметь локальное значение для точки поверхности тела или среднее значение для всей поверхности.

Двух- или трехмерный ламинарный поток. Как уже отмечалось, к поверхности тела, погруженного в поток жидкости, примыкает тепловой пограничный слой. Если поток ламинарный, то можно рассчитать зависимость α от скорости потока U подобно приведенному в главе 2 расчету сопротивления обтекаемого тела.

Рассмотрим тепловой пограничный слой толщины δ , определенной любым выбранным способом. Количество тепла поступающего в слой, пропорционально $\Delta T \frac{\lambda x}{\delta}$, где x — длина тела. С другой стороны, возрастание энthalпии потока пропорционально $\Delta T c_p U \delta$. Так как поток тепла должен быть равен возрастанию энthalпии, то

$$\frac{\delta}{x} \sim \sqrt{\frac{\lambda}{c_p U x}}. \quad (3-1)$$

Следовательно, толщина теплового пограничного слоя убывает пропорционально корню квадратному из критерия Пекле. Тогда из уравнения (3-13) имеем:

$$Nu \sim \sqrt{Pe}. \quad (3-15)$$

Вязкость, конечно, также играет роль, так как перенос тепла в тепловом пограничном слое зависит не только от скорости потока, но также и от профиля скоростей, т. е. от толщины динамического пограничного слоя. Отношение толщин теплового и динамического слоев определяется величиной

и критерия Прандтля, являющегося, таким образом, мерой относительной скорости распространения вязкозных и термических воздействий. Для значений критерия Прандтля, не сильно отличающихся от единицы, влияние вязкости может быть учтено путем замены уравнения (3-15) уравнением вида

$$Nu \propto Re^{1/2} Pr^{-1/2}, \quad (3-16)$$

г. е.

$$Nu \propto Re^{1/2} Pr^{1/2} \quad (3-17)$$

Так, например, средняя величина теплового потока от плоской пластины к продольному ламинарному потоку определяется согласно теоретическому решению Польшаузена (Pohlhausen, 1921) формулой

$$Nu = 0,664 Re^{1/2} Pr^{1/2}. \quad (3-18)$$

В качестве характерного размера в Nu и Re входит длина пластины (от передней кромки).

Естественная конвекция. При естественной конвекции движение жидкости происходит только вблизи тела, причем скорость течения зависит от интенсивности теплоотдачи и не может быть задана произвольным образом. Следовательно, в этом случае необходим специальный анализ. Мы снова будем исходить из экспериментального факта существования пограничного слоя, примыкающего к поверхности нагретого тела, погруженного в среду с иной температурой; в этом слое температура и скорость отличаются от их значений в невозмущенной жидкости. В рассматриваемом случае динамический и тепловой пограничные слои имеют, по-видимому, одинаковую толщину, по крайней мере для $Pr < 1$, так как возможность движения возникает только там, где жидкость нагрета.

Из теплового баланса имеем $\frac{\lambda x}{\delta} \propto c\rho u\delta$; из рассмотрения баланса сил (приравнявая силу трения на стенке подъемной силе в пограничном слое, вызванной относительным уменьшением плотности $\frac{\Delta\rho}{\rho}$, и пренебрегая инерционными силами) имеем $\mu x/\rho\delta \propto gx\delta\Delta\rho/\rho$, где u — характерная скорость в слое.

Исключая u и вводя $\frac{\lambda}{c\rho} = a$, $\frac{\mu}{\rho} = \nu$, получим:

$$\frac{\delta}{x} \propto \sqrt[4]{\frac{\nu a}{gx^3\Delta\rho/\rho}} \quad (3-19)$$

и, следовательно,

$$\frac{\alpha x}{\lambda} \approx \sqrt[4]{\frac{g x^3 \Delta \rho / \rho}{\nu^2} \text{Pr}}. \quad (3-2)$$

Заменяем отношение $\Delta \rho / \rho$ через $\Delta T \beta$, где β — коэффициент термического расширения и ΔT — определяющая разность температур. Первый комплекс под корнем представляет собой критерий Грасгофа. Данные по теплообмену при естественной конвекции всегда выражаются с помощью этого критерия. Так, например, по Шмидту и Бекману (Schmidt and Beckmann, 1930), теплоотдача от вертикальной плиты к воздуху определяется выражением

$$\text{Nu} = 0,378 \text{Gr}^{1/4}. \quad (3-21)$$

Предпочтительнее вводить в критерий Грасгофа выражение $\Delta \rho / \rho$, а не $\Delta T \beta$. В последнем случае возникает ошибочное представление о неограниченном возрастании Gr при увеличении разности температур, тогда как плотность среды при любом нагреве не может быть меньше нуля; $\Delta \rho / \rho$ имеет верхний предел.

Турбулентный поток. Если поток турбулентный, то перенос тепла осуществляется в основном посредством перемешивания вихрей, движущихся перпендикулярно направлению осредненного течения. Эффективная теплопроводность в этом случае значительно больше, чем при ламинарном течении, и уже не является константой, а пропорциональна теплоемкости, плотности и скорости движения жидкости, а также линейным размерам системы. При больших значениях критерия Рейнольдса, когда возникает турбулентное течение, зависимость интенсивности теплообмена от скорости потока приближается к прямой пропорциональности (вместо зависимости от корня квадратного из скорости для ламинарного течения). Однако прямая пропорциональность не достигается, так как в ламинарном подслое прилегающем непосредственно к поверхности тела, по-прежнему преобладает молекулярный механизм переноса; поэтому интенсивность теплообмена пропорциональна критерию Рейнольдса примерно в степени 0,8. Так, например, закон теплоотдачи от плоской пластины к полностью турбулентному потоку газа может быть согласно Эккерту (Eckert 1950) представлен в виде

$$\text{Nu} = 0,036 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{1/4}. \quad (3-5)$$

Плохо обтекаемые тела (шар или цилиндр, перпендикулярный к направлению потока) имеют в ряде случаев в л

бовой части поверхности область ламинарного пограничного слоя, а в задней — область отрыва потока. Поэтому показатель степени числа Re в уравнении теплообмена имеет значение порядка 0,6, зависящее, однако, от величины критерия Re ; простая степенная зависимость сохраняется лишь в узком интервале изменения Re . Для детального ознакомления с экспериментальными данными — теоретическое решение в условиях столь сложного течения невозможно — отсылаем читателя к руководствам, указанным на стр. 108.

Если жидкость втекает в трубу, погруженную в неограниченный поток, то коэффициент теплоотдачи на внутренней поверхности трубы в начальном участке имеет тот же порядок величины, что и на пластине, длина которой равна расстоянию от входа в трубу.

Пограничный слой на внутренней стенке трубы нарастает аналогично тому, как это происходит на пластине. Толщина пограничного слоя увеличивается и, наконец, становится того же порядка, что и диаметр трубы; далее происходит смыкание пограничных слоев от противоположных стенок трубы (это явление невозможно для пластины, погруженной в неограниченный поток жидкости). На некотором расстоянии от входа в трубу температурный профиль перестает деформироваться и далее вниз по течению сохраняется неизменным; в этом случае мы говорим о полностью стабилизированном течении в трубе.

В связи с тем, что расход жидкости через трубопровод ограничен, необходимо внести изменение в определение коэффициента теплоотдачи. Если при внешнем обтекании тела он равен отношению потока тепла (местного или среднего) к разности температур тела и невозмущенной жидкости, то для трубопроводов предпочтительнее принять разность между температурой стенки и жидкости в рассматриваемом сечении; следовательно, α остается примерно постоянным вдоль трубы, после того как течение полностью стабилизируется. Равным образом нуждается в уточнении и определение локальной температуры жидкости, которую можно принять или равной температуре на оси, или средней температуре в поперечном сечении трубы, получающейся при полном перемешивании жидкости. Последнее определение применяется чаще.

Пусть температура жидкости, поступающей в трубу равна $T_{ж}$, а температура стенки T_s . При этом, однако, нельзя утверждать, что количество тепла, отданного на

заданной длине трубы, равно произведению $T_{g_1} - T_s$ на площадь стенки и коэффициент теплоотдачи (принимаемый постоянным), так как эффективная разность температур, вызывающая поток тепла, уменьшается по мере продвижения жидкости по трубе; жидкость стремится к тепловому равновесию с поверхностью стенки. Представляет интерес выяснить, чему равна эффективная разность температур.

Рассмотрим отрезок трубы длиной dl . Количество тепла, отведенного через стенку, равно уменьшению энтальпии потока. Тогда

$$(T_g - T_s) \alpha dl = -c\rho U a^* dT_g, \quad (3-23)$$

где T_g — средняя (переменная) температура жидкости;
 T_s — температура стенки, принимаемая постоянной вдоль трубы;
 α — коэффициент теплоотдачи, принимаемый неизменным вдоль трубы;
 c — удельная теплоемкость жидкости при постоянном давлении;
 ρ — плотность жидкости;
 U — средняя скорость потока;
 a^* — половина гидравлического радиуса трубопровода (площадь поперечного сечения, деленная на периметр).

Интегрируя полученное уравнение, найдем:

$$\frac{T_{g_2} - T_s}{T_{g_1} - T_s} = \exp\left(-\frac{\alpha l}{c\rho U a^*}\right). \quad (3-24)$$

Эта формула дает изменение температуры жидкости вдоль трубы (l — длина трубы между сечениями 1 и 2).
 Иначе

$$\frac{\alpha}{c\rho U} \cdot \frac{l}{a^*} = \ln\left(\frac{T_{g_1} - T_s}{T_{g_2} - T_s}\right). \quad (3-2)$$

Если теперь определить среднюю эффективную разность температур Θ_m из условия, что произведение $\Theta_m \alpha$ на площадь стенки равно количеству отданного тепла, то непосредственно из (3-25) получим:

$$\Theta_m = \frac{T_{g_1} - T_{g_2}}{\ln\left(\frac{T_{g_1} - T_s}{T_{g_2} - T_s}\right)} \quad (3-5)$$

Величина Θ_m называется среднелогарифмической разностью температур.

Уравнение (3-25) показывает, что жидкость приближается к термическому равновесию со стенкой асимптотически и T_{g_2} равна T_s лишь для бесконечно длинного трубопровода.

Для круглой трубы $a^* = \frac{d}{4}$ (d — диаметр трубы). В этом случае уравнение (3-24) принимает вид

$$T_{g_2} - T_s = (T_{g_1} - T_s) \exp\left(-\frac{4al}{c_p U d}\right). \quad (3-27)$$

Безразмерный комплекс $\frac{al}{c_p U a^*}$ можно записать в виде $\frac{a}{c_p U} \cdot \frac{l}{a^*}$. Комплекс $\frac{a}{c_p U}$ носит название критерия Стантона (St). Он может быть выражен через уже известные критерии:

$$St = \frac{Nu}{Re \cdot Pr} = \frac{Nu}{Pe} \quad (3-28)$$

Критерием Стантона особенно удобно пользоваться для внутренних течений, так как, во-первых, он входит непосредственно в уравнение типа (3-24) и, во-вторых, в турбулентном потоке его значение лишь слабо зависит от критерия Рейнольдса. Так, например, Мак-Адамс (McAdams, 1942) рекомендует для турбулентного течения в гладких круглых трубах следующее уравнение:

$$St = 0,0225 Re^{-0,2} \cdot Pr^{-0,6}, \quad (3-29)$$

где в качестве характерного размера в Re входит диаметр трубы.

Подставляя это выражение в уравнение (3-27), для воздуха при $Pr = 0,710$, получим:

$$T_{g_2} - T_s = (T_{g_1} - T_s) \exp\left(-0,110 \frac{l/d}{Re^{0,2}}\right). \quad (3-30)$$

Так как критерий Рейнольдса входит в столь малой степени, то можно заключить, что распределение температуры по оси трубы почти не зависит от скорости потока (коэффициент теплоотдачи возрастает почти пропорционально скорости).

Смешение струй

При втекании нагретой струи в холодную жидкость передача тепла осуществляется посредством теплопроводности и конвекции. И в этом случае можно нанести изотермы, зависящие в безразмерных координатах только от скорости и геометрии струи, а также от свойств жидкости. Исходный поток может быть ламинарным, частично или полностью турбулентным. Изучению струйных течений по-

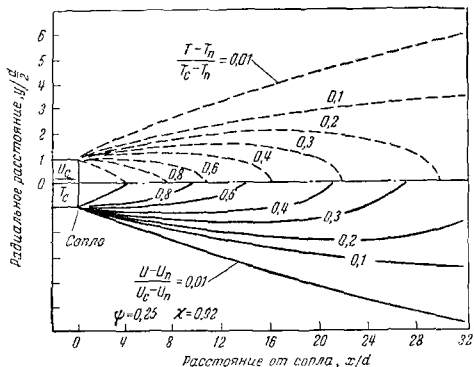


Рис. 3-6. Линии постоянных скоростей и температур в струе.

священы многочисленные теоретические и экспериментальные исследования, исчерпывающий обзор которых дан Форстолом и Шапиро (Forstall and Shapiro, 1950). Наибольший интерес для изучающих процессы горения представляет случай, когда струя жидкости втекает в слутный поток иной скорости, причем поток полностью турбулентный.

Этот случай изучался теоретически Сквайром и Тронджером (Squire and Trounger, 1944) и экспериментально Форстолом и Шапиро (Forstall and Shapiro, 1950) и Лэндисом и Шапиро (Landis and Shapiro, 1951). При теоретическом рассмотрении поток предполагается турбулентным и используется теория пути смешения для переноса количества движения (Goldstein, 1938); в этой теории принимается, что коэффициент турбулентной диффузии пропорционален ско-

ли течения и размерам струи. Теория удовлетворительно подтверждается экспериментом. На рис. 3-6 даны в безразмерных координатах линии постоянных скоростей и температур, полученные Лэндиком и Шапиро, для значений отношения начальных скоростей потока U_n и струи U_c : $\psi = \frac{U_n}{U_c} = 0,25$, и отношения плотностей: $\chi = \frac{\rho_c}{\rho_n} = 0,92$. Как

это видно из рисунка, линии температур расходятся значительно быстрее, чем линии скоростей; отношение турбулентной вязкости к турбулентной температуропроводности составляет примерно 0,7, т. е. „турбулентный“ и „ламинарный“ критерии Праудтля равны между собой. Установлено, что распределения температур и скоростей по радиусу струи (в направлении, перпендикулярном оси) могут быть аппроксимированы одинаковыми выражениями:

$$\frac{U - U_n}{U_{co} - U_n} \quad \text{или} \quad \frac{T - T_n}{T_{co} - T_n} = \frac{1}{2} \cdot \left(1 + \cos \frac{\pi r}{2r_{mr}} \right), \quad (3-31)$$

где r — радиальное расстояние;

r_{mr} — радиус, которому соответствует среднее значение переменных величин;

U_{co} и T_{co} — скорость и температура на оси струи.

Уменьшение скорости или температуры по оси струи подчиняется следующему закону:

$$\frac{U_{co} - U_n}{U_c - U_n} \quad \text{или} \quad \frac{T_{co} - T_n}{T_c - T_n} = \left(\frac{x/D}{L} \right)^{-n}, \quad (3-32)$$

где x — расстояние от сопла (по потоку);

D — диаметр струи;

$L = \frac{x}{D}$ — относительная длина „потенциального ядра“, т. е.

расстояние до точки, где осевая скорость начнет отличаться от начальной скорости струи (приблизительно $L = 4 + 12\psi$);

n — константа порядка единицы.

Таким образом, процесс смешения определяется главным образом отношением скоростей, причем если скорости первичного и вторичного потоков увеличиваются вдвое (ψ остается постоянным), то смешение происходит вдвое быстрее, так что изотермы остаются без изменений. При увеличении диаметра струи в 2 раза во столько же раз воз-

растает расстоянием, на котором значение температуры на оси струи падает до заданной величины. Аналогичный характер процесса следует ожидать и в более сложных по сравнению с рассмотренной выше системах струй и потоков, если значение критерия Рейнольдса достаточно велико.

2. МАССООБМЕН

Если теплообмен есть процесс выравнивания температуры, то массообмен представляет собой процесс выравнивания состава. Массообмен имеет большое значение в процессах горения, хотя изучался он главным образом в связи с процессами, протекающими без химических превращений, как, например, испарение, абсорбция газов, сушка и другие технологические процессы. Обычные методы расчета, применяемые в этой области, с исчерпывающей полнотой изложены в книге Шервуда и Питфорда (Sherwood and Pigford, 1952). Предлагаемая новая методика расчета (Spalding, 1954. b), отличающаяся от классического изложения указанных авторов, была разработана для того, чтобы получить универсальный метод расчета скорости массообмена как при наличии, так и при отсутствии реакций. Классические методы, хотя в простых случаях и более точные, не дают возможности получить обобщенные решения.

Рассмотрим сначала массообмен при отсутствии реакции, сосредоточив свое внимание на природе действующих сил. Вопрос о массообмене при наличии реакции будет изложен в следующей главе.

Диффузия в движущейся среде

Если состав покоящейся газовой смеси неоднороден в различных точках пространства, то молекулярное движение приводит со временем к его выравниванию. Каждый компонент перемещается из области с более высокой концентрацией в область с более низкой концентрацией. Экспериментально установлено, что диффузионный поток почти точно пропорционален градиенту концентрации (закон Фика). Для газов этот закон обычно записывают в виде

$$G_j = - \frac{D}{R_j T} \frac{\partial p_j}{\partial y}, \quad (3-3)$$

где G_j — масса компонента j , диффундирующего через плоскость xz в единицу времени на единицу площади;

- R_j — газовая постоянная компонента j ;
 p_j — парциальное давление компонента j ;
 y — расстояние;
 T — абсолютная температура;
 D — константа, не зависящая (в первом приближении) от соотношения между компонентом j и другим газом, но характерная для них обоих.

Мы будем здесь пользоваться другой формой уравнения, введя в качестве переменной массу m_j компонента j на единицу массы смеси. Эта форма уравнения является более простой, может быть обобщена на системы, включающие химические реакции, и немногим уступает в точности обычной форме.

Исходное уравнение имеет вид

$$G_j = -D\rho \frac{dm_j}{dy}, \quad (3-34)$$

где ρ — плотность смеси;

m_j — относительная массовая концентрация компонента j .

Следует заметить, что m_j — безразмерная величина. При решении аэродинамических задач, связанных с массообменом, удобнее пользоваться уравнением типа (3-34), в которое плотность входит непосредственно.

Проброзование уравнения (3-33) к виду, содержащему плотность и массовую концентрацию, дает

$$G_j = -D\rho \frac{dm_j}{dy} \left\{ \frac{1}{1 - m_j(M_k - M_j)/M_j} \right\}, \quad (3-35)$$

где M_j , M_k — молекулярные веса соответственно диффундирующего вещества и среды, в которой происходит диффузия. Пользование уравнением (3-34) вместо (3-35) равнозначно пренебрежению разницей в молекулярных весах компонентов смеси. Значительная ошибка получается лишь в тех случаях, когда молекулярный вес диффундирующего вещества очень сильно отличается от молекулярного веса газа, в котором происходит диффузия, а также когда относительная концентрация этого вещества велика. Однако во всех сколько-нибудь сложных задачах приходится в конце концов неявно принимать это допущение; даже при оценке значения критерия Рейнольдса необходим выбор величины плотности, которую приходится принимать постоянной. Поэтому представляется более правильным с самого начала пренебречь изменениями плотности и выиграть в простоте

расчета, чем получить с помощью длинного ряда вычислений более точное выражение только для того, чтобы потерять эту точность на последнем этапе.

Уравнение (3-34) аналогично уравнению теплопроводности. Поэтому естественно, что и дифференциальное уравнение молекулярной диффузии в жидкости при установившемся движении очень сходно с уравнением для теплообмена, а именно:

$$D \left(\frac{\partial^2 m_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 m_j}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 m_j}{\partial z^2} \right) - u \frac{\partial m_j}{\partial x} - v \frac{\partial m_j}{\partial y} - w \frac{\partial m_j}{\partial z} = 0, \quad (3-36)$$

где x, y, z — прямоугольные координаты;

u, v, w — компоненты скорости по осям x, y, z .

Уравнение (3-36) выражает равенство количества вещества j , внесенного диффузией в единицу объема, и количества вещества, вынесенного из него конвекцией. Оно выводится так же, как и уравнение (3-4), с которым его и надлежит сравнивать. В уравнении (3-36), так же как и в (3-4), пренебрегается изменением в пространстве коэффициента диффузии и плотности.

Аналогия становится особенно полной, если заметить, что для обычных газов, в частности для смесей, компоненты которых имеют одинаковое число атомов в молекуле, коэффициенты молекулярной диффузии D и теплопроводности α в соответствии с кинетической теорией газов (см. главу 5) имеют одинаковый порядок величины.

В табл. 3-1 даны значения D для различных веществ. Как видим, диапазон значений D для веществ «среднего» молекулярного веса относительно невелик. При наличии турбулентности D , как и α , следует заменить коэффициентом турбулентного обмена Δ ; в этом случае аналогия между тепло- и массообменом проявляется особенно ярко; для полноты необходимо лишь распространить эту аналогию на граничные условия. Уравнение (3-36) при умножении всех его членов на плотность ρ показывает отсутствие во всем поле источников или стоков вещества j .

Массообмен при смешении струй. Когда газовая струя втекает в поток газа иного состава, смешение осуществляется в результате диффузии и конвекции. Этот процесс можно изобразить нанося линии постоянного состава. Если характеризовать состав безразмерными величинами $(m - m_2)/(m_1 - m_2)$, где m — относительная массовая концентрация одного из компонентов, а индексы 1 и 2 ука-

Коэффициенты диффузии газов при 0° С и 760 мм рт. ст.¹

	Газовая пара	D_0 , см ² /сек	
Оксид угле- рода	СО в O ₂ *	0,185	Ср. с коэффициентом темпера- туропроводности и кинемати- ческой вязкостью воздуха при 0° С и 760 мм рт.ст.: $a = 0,187$ } см ² /сек $v = 0,133$ } Влияние давления и темпера- туры: $D = D_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^m \frac{p_0}{p}$ где $m = 1,75$ для газовых пар, отмеченных звездочкой; $m = 2,0$ для других газовых пар; D , T и p — коэффициент диффузии, абсолютная температура и давление; индекс 0 относится к стандартным условиям
Кислород	O ₂ в N ₂ *	0,181	
Кислород	O ₂ в воздух*	0,178	
Углекислота	СО ₂ "	0,138	
Водород	H ₂ "	0,611	
Водяной пар	H ₂ O " †	0,220	
Метан	СН ₄ "	0,196	
Этан	С ₂ H ₆ "	0,108	
Пропан	С ₃ H ₈ "	0,0878	
Бутан	С ₄ H ₁₀ "	0,0750	
Пентан	С ₅ H ₁₂ "	0,0671	
Гексан	С ₆ H ₁₄ "	0,0505	
Бензол	С ₆ H ₆ "	0,077	
Толуол	С ₇ H ₈ "	0,051	
Нафталин	С ₁₀ H ₈ "	0,0513	
Антрацен	С ₁₄ H ₁₀ "	0,0421	
Метиловый спирт	СН ₃ ОН "	0,1325	
Этиловый спирт	С ₂ H ₅ ОН "	0,102	

¹ Из Int. Crit. Tab. (1929), Vol. V, p. 62 и книги Sherwood and Pigford, Absorption and Extraction, Mc Graw-Hill Book Co. Inc., 1952.

зывают его концентрацию в струе и в потоке, то вид поля смешения не будет зависеть от абсолютных значений разности концентраций.

Так как дифференциальные уравнения тепло- и массообмена аналогичны, то, следовательно, в динамически подобных системах изотермы и линии постоянного состава имеют одинаковый вид, если $D = a$ (что в большинстве случаев близко к действительности) или если поток полностью турбулентный. Проверка этого положения производилась Форсталлом и Шапиро (Forstall and Shapiro, 1950), Лэндисом и Шапиро (Landis and Shapiro, 1951) и др.

Таким образом, эксперименты по смешению потоков различного состава, но одинаковой температуры могут служить для выяснения процесса выравнивания температуры между горячим и холодным потоками одинакового состава или, наоборот, в зависимости от удобства исследования, результаты опытов с потоками разной температуры могут быть использованы для изучения полей концентраций; необходимо только заметить $(m - m_2)/(m_1 - m_2)$ на $(T - T_2)/(T_1 - T_2)$.

Анализ уравнения (3-36) показывает, что оно остается в силе, если умножить m_j на постоянную величину. Физически это означает, что при неизменных условиях течения скорость массообмена прямо пропорциональна разности концентраций. Аналогичный вывод по отношению к теплообмену был нами уже сформулирован ранее. Наличие теплообмена не влияет на характер течения, за исключением косвенного воздействия через изменение вязкости и других констант жидкости; последнее в ряде случаев мало, и с трудом поддается учету. Массообмен, однако, оказывает существенное влияние на характер течения; если при простом теплообмене одно из граничных условий состоит в том, что на поверхности раздела фаз составляющая скорости нормальная к поверхности, равна нулю, то при наличии массообмена это условие не сохраняется: нормальная составляющая скорости на поверхности пропорциональна величине массового потока. Поэтому нельзя определить коэффициент массообмена по аналогии с коэффициентом теплообмена ϵ как $m''/(m_g - m_s)$, где $(m_g - m_s)$ — разность концентраций в объеме и на поверхности, а m'' — величина массового потока в единицу времени на единицу площади; определенный таким образом коэффициент массообмена уже не будет, как это имеет место для α , независимым от величин потока.

Наибольший интерес представляет соотношение между нормальной составляющей скорости, концентрацией и градиентом концентрации на поверхности. Введем новую переменную таким образом, чтобы получить уравнение и граничные условия, пригодные для описания всех видов массообмена, в том числе и при наличии химической реакции.

Граничные условия для массообмена. Если переносится только компонент j , то величина массового потока на поверхности m_j'' равна ρv_s — произведению плотности на нормальную составляющую скорости. Это, по существу, единственный способ определения величины α_j . Компонент j переносится двумя путями — конвекцией и диффузией, чему соответствуют два члена в правой части следующего уравнения:

$$\rho v_s = \rho m_{j_s} v_s - D \rho \left(\frac{\partial m_j}{\partial y} \right)_s, \quad (3-37)$$

индекс s относится к поверхности¹. Преобразуем это уравнение к виду

$$v_s = \frac{D \left(\frac{\partial m_j}{\partial y} \right)_s}{m_{js} - 1}. \quad (3-38)$$

Введем новую переменную $b = \frac{m_j}{m_{js} - 1}$. Так как знаменатель остается постоянным для заданных условий на поверхности, то уравнение (3-38) преобразуется к виду

$$v_s = D \left(\frac{\partial b}{\partial y} \right)_s. \quad (3-39)$$

Аналогично дифференциальное уравнение массообмена (3-36) делением на $(m_{js} - 1)$ может быть приведено к виду

$$D \left(\frac{\partial^2 b}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 b}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 b}{\partial z^2} \right) - u \frac{\partial b}{\partial x} - v \frac{\partial b}{\partial y} - w \frac{\partial b}{\partial z} = 0. \quad (3-40)$$

Математически, таким образом, задача сводится к решению уравнения (3-40), близкого по форме к уравнению теплообмена, с граничными условиями (3-39), которые отличаются от условий для теплообмена. Заметим, что b — величина существенно отрицательная (m_j — всегда положительно, но, очевидно, меньше единицы). Уравнение (3-40) можно рассматривать как уравнение диффузии некоторого свой-

¹) Наличие v_s в двух членах уравнения (3-37) может показаться странным. Вывод уравнения (3-38) более понятен, если рассмотреть поведение вещества k , в которое диффундирует вещество j . Вещество k по условию не может проходить через границу раздела фаз, хотя $\left(\frac{\partial m_k}{\partial y} \right)_s$ имеет конечное значение. Поэтому соответствующий диффузионный поток должен полностью компенсироваться конвективным потоком $\rho m_{ks} v_s$, т. е.

$$0 = \rho m_{ks} v_s - D \rho \left(\frac{\partial m_k}{\partial y} \right)_s$$

(D для диффузии k в j равно D для диффузии j в k).
Но, по определению, $m_k = 1 - m_j$. Следовательно,

$$v_s = \frac{D \left(\frac{\partial m_k}{\partial y} \right)_s}{m_{ks}} = \frac{D \left(\frac{\partial m_j}{\partial y} \right)_s}{m_{js} - 1}. \quad (3-38)$$

ства b , причем диффузия единицы количества b из поток соответствует поступление единицы массы переносимого вещества в поток [уравнение (3-39)]. Значение такой интерпретации будет выяснено в дальнейшем.

Подобно тому, как величина теплового потока в ряде случаев зависит от разности температур потока жидкости и поверхности твердого тела, так величина массового потока определяется здесь разностью значений свойства b в потоке газа и на поверхности. Эта разность в дальнейшем встречается столь часто, что мы обозначим ее через $B_g \equiv b_g - b_s$ и назовем параметром переноса¹. Параметр переноса представляет собой в безразмерной форме движущую силу для переноса массы. Если B положительно, то перенос массы идет от поверхности; если B отрицательно, то — к поверхности.

Однако, как было указано выше, величина потока массы не прямопропорциональна разности концентраций или параметру переноса, так что вид решения уравнения должен несколько отличаться от решения для теплообмена. Одна из форм решения

$$\frac{m''d}{\mu} = \Phi(B, Sc) \cdot f(Re), \quad (3-11)$$

где m'' — локальная или осредненная величина массового потока через границу раздела фаз;

d — характерный размер тела;

μ — коэффициент динамической вязкости жидкости;

$Sc = \frac{\nu}{D}$ — критерий Шмидта (ср. с критерием Прандтля $\frac{\nu}{a}$);

$f(Re)$ — функция критерия Рейнольдса, идентичная с той, которая входит в решение уравнения теплообмена для аналогичной системы²;

$\Phi(B, Sc)$ — функция B и критерия Шмидта, увеличивающаяся от 0, когда B возрастает от нуля, но более медленно³.

¹ Ввиду отсутствия установившейся русской терминологии применяемый автором термин „transfer number“ переведен как „параметр переноса“. Этот термин нельзя считать удачным, так как он не вскрывает сущности самого понятия — разности безразмерных потенциалов переноса. (Ред.)

² Автор пренебрегает таким образом влиянием массового потока на поле скоростей. (Ред.)

³ Нельзя строго доказать, что функция от B , Sc и Re может быть представлена как произведение Φ на f [см., например, уравнение (4-37)]. Однако вид уравнения (3-11) сохраняется в большинстве случаев вынужденной конвекции.

Таким образом, когда компонент газовой смеси переносится из газа к твердой или жидкой поверхности, скорость массообмена зависит при заданных условиях от значения параметра переноса

$$B = \frac{m_{ig} - m_{js}}{m_{js} - i} \quad (3-42)$$

Некоторые теоретические и экспериментальные результаты

В настоящее время известно лишь небольшое число точных решений основной системы уравнений. Обычно или не учитывается отличие от уравнений теплообмена, или системы, представляющие практический интерес, оказываются слишком сложными. В одном случае, однако, задача легко поддается решению, а именно в случае переноса массы посредством диффузии через плоскую неподвижную газовую пленку, отделяющую поверхность тела от потока газа.

Неподвижная пленка. Предположим, что неподвижная пленка имеет толщину δ и концентрации диффундирующего вещества равны: m_{js} — на границе раздела фаз и m_{ig} — на другой поверхности газовой пленки.

Пусть ось y направлена нормально к пленке. Примем, что плотность постоянна. Тогда из условия неразрывности получим $v = \text{const}$.

Дифференциальное уравнение и граничные условия запишем на основании уравнений (3-40) и (3-39) в виде

$$D \frac{d^2b}{dy^2} - v \frac{db}{dy} = 0,$$

$$v = D \left(\frac{db}{dy} \right)_s,$$

где индекс s относится к поверхности раздела фаз.

Интегрируя от 0 до y при $v = \text{const}$, получим:

$$D \left[\frac{db}{dy} - \left(\frac{db}{dy} \right)_s \right] - v(b - b_s) = 0,$$

или

$$D \frac{db}{dy} - v(1 + b - b_s) = 0.$$

Повторное интегрирование от 0 до δ (δ — толщина неподвижной пленки) дает

$$v\delta = D \ln(1 + b_g - b_s).$$

Так как величина массового потока $m'' = \rho v$, то

$$\frac{m''\delta}{D\rho} = \ln(1 + B). \quad (3-43)$$

Логарифмическая зависимость объясняется тем же, что и экспоненциальная в примере 3-1: поток вызывает увеличение кривизны профиля переменной b тем большее, чем больше скорость массообмена. Если эта скорость мала, то уравнение (3-43) переходит в

$$\frac{m''\delta}{D\rho} \approx B, \quad (3-44)$$

т. е. при малых значениях B скорость переноса прямо пропорциональна B (так как кривизна профиля свойства b пренебрежимо мала).

Сравнение уравнения (3-43) с уравнениями, применяемыми обычно в технических расчетах, показывает особенности принятых предпосылок. Например, Шервуд и Пигфорд (Sherwood and Pigford, 1952) дают следующее уравнение:

$$N_j = \frac{Dp}{RT\delta} \frac{p_{ig} - p_{is}}{p_{kM}}, \quad (3-45)$$

где N_j — число молей вещества j , диффундирующих в вещество k , на единицу площади в единицу времени;

R — универсальная газовая постоянная ($R = R_j M_j$);

p — полное давление;

p_j — парциальное давление;

$$p_{kM} = \frac{p_{kg} - p_{ks}}{\ln \frac{p_{kg}}{p_{ks}}}.$$

Уравнение (3-45), известное под названием закона Фана, и уравнение (3-43) совпадают в том случае, когда молекулярные веса газов j и k равны между собой:

этом $m_j = \frac{p_j}{p}$ и $p/R_j T = \rho$. Если m_j мало по сравнению с единицей, то имеет место хорошее согласие даже

различия в молекулярных весах. Однако сложность выражений, входящих в уравнение (3-45), и предположений, лежащих в его основе, не позволяет обобщить его на случай систем, в которых газ не покоится, а находится в движении.

Шар малого диаметра. Условия массообмена шара малого диаметра с неограниченной средой аналогичны условиям массообмена в неподвижной пленке. Пренебрегая в пределе движением в окружающей среде, получим тем же путем, что и выше, решение в виде

$$\frac{m'd}{D\rho} = 2 \ln(1 + B), \quad (3-46)$$

где d — диаметр шара.

Уравнение (3-46) позволяет вывести выражение для „времени существования“ t испаряющейся капли или иного сферического тела, отдающего вещество в окружающий газ. Исходя из соотношения между величиной массового потока и скоростью изменения радиуса

$$m'' = -\rho_l \frac{dr}{dt}, \quad (3-47)$$

легко определить t из выражения

$$\frac{tD\rho_g}{d_0^2\rho_l} = \frac{1}{8 \ln(1 + B)}, \quad (3-48)$$

где d_0 — начальный диаметр шара;

ρ_g — плотность газа, принимаемая постоянной;

ρ_l — плотность вещества шара.

Как будет показано ниже, уравнение (3-48) применимо также для расчета времени горения частиц твердого или жидкого топлива, причем, однако, в этом случае параметр переноса определяется не по уравнению (3-42).

Массообмен при наличии конвекции. Задача о массообмене между плоской пластиной и продольным ламинарным газовым потоком решена Эккертом и Либлейном (Eckert and Lieblein, 1949) для случая испарения воды. Для определения толщины пограничного слоя был использован метод Кармана — Польшаузенга. В более общей форме это было сделано автором (Spalding, 1954, a), распространившим метод расчета на случай ламинарной вынужденной конвекции в районе передней критической точки

сферы и ламинарной естественной конвекции на вертикальной плоской плите. Недавно Эммонс (Emmons, 1953) нашел точное решение задачи о ламинарной вынужденной конвекции на плоской пластине при значении критерия Шмидта, равном единице.

Во всех случаях решение имеет вид уравнения (3-41), с той только разницей, что при естественной конвекции Re заменяется критерием Грасгофа. Функция $\Phi(B, Sc)$ несколько отличается в каждом случае. Обычно она может быть представлена в виде $Sc^{-2/3} \ln(1+B)$. Хотя этот вопрос недостаточно исследован теоретически и не проверен экспериментально, мы будем предполагать ниже, что указанный вид $\Phi(B, Sc)$ является обоснованным, если отсутствуют другие данные. Установлено, что при одинаковых условиях течения функция от Re совпадает с той которая уже встречалась в решении уравнения теплообмена. При малых значениях B критерий Шмидта входит в решение задачи о массообмене в той же функциональной зависимости, что и критерий Прандтля в решение теплообменной задачи:

$$\frac{\alpha d}{c_{\mu}} = \lim_{B \rightarrow 0} \left[\frac{\Phi(B, Pr)}{B} \right] f(Re).$$

Левая часть этого выражения представляет отношение Nu к Pr . Обозначение $\lim_{B \rightarrow 0} \left[\frac{\Phi(B, Pr)}{B} \right]$ показывает, что в функции Φ критерий Pr заменяет Sc в уравнении (3-41) и что при отсутствии массообмена параметр переноса B должен обращаться в нуль. В большинстве случаев $\lim_{B \rightarrow 0} \left[\frac{\Phi(B, Pr)}{B} \right]$ равен просто $Pr^{-2/3}$.

Подобие решений для тепло- и массообмена является прямым следствием аналогии дифференциальных уравнений и отнюдь не ограничивается частными случаями. Различие между ними определяется условием $\sigma_s \neq 0$ для массообмена, но это условие оказывает малое влияние, если B близко к нулю. Из сравнения решений для тепло- и массообмена следует:

$$\frac{m''}{\Phi(B, Sc)} = \frac{\frac{\alpha}{c}}{\lim_{B \rightarrow 0} \left[\frac{\Phi(B, Pr)}{B} \right]}. \quad (3-49)$$

Это уравнение можно использовать для расчета скорости массообмена по данным теплообмена и наоборот. Используя приведенное выше приближенное выражение для Φ , преобразуем уравнение (3-49) к виду

$$\frac{m'' Sc^{2/3}}{\ln(1+B)} = \frac{\alpha \cdot Pr^{2/3}}{c} \quad (3-50)$$

Так как вязкость входит в оба критерия (Sc и Pr), то она не играет роли при сравнении тепло- и массообмена; исключив вязкость, получим:

$$\frac{m''}{D^{2/3} \ln(1+B)} = \frac{\alpha}{c a^{2/3}} \quad (3-51)$$

Теоретические и экспериментальные решения, упомянутые выше, относятся к ламинарному течению. Однако, так как коэффициенты диффузии и температуропроводности входят в правую и левую части уравнения (3-51) в одинаковой степени, то, как показали Чилтон и Кольбарн (Chilton and Colburn, 1934), эти решения применимы в ряде случаев и к турбулентным течениям. Хотя другие уравнения в частных случаях могут быть более точными, мы будем ниже применять уравнение (3-51) как универсальное приближенное соотношение, связывающее тепло- и массообмен. Для малых значений B это соотношение проверялось экспериментально многими авторами; подробные данные можно найти в книге Шервуда и Пигфорда (Sherwood and Pigford, 1952) и в Справочнике инженера-химика (Chemical Engineers' Handbook, 1950). Дополнительные исследования при больших значениях параметра переноса были выполнены Сполдингом (Spalding, 1953, a).

Аналогия Рейнольдса

Соотношение между теплообменом, массообменом и поверхностным трением может быть также получено из аналогии Рейнольдса для турбулентного потока вдоль поверхности. Дадим здесь этот вывод, так как он несколько отличается от обычного, приведенного, например, у Эскерта (Eckert, 1950), а результаты заслуживают внимания.

Рассмотрим процесс, показанный на рис. 3-7, когда в результате турбулентного переноса масса M из потока жидкости приходит в соприкосновение со стенкой. При этом имеет место выравнивание скорости, температуры и концентрации; в ходе процесса масса δM диффундирую-

щего вещества переходит с поверхности в поток жидкости. Если скорость потока равна U , температура в потоке T_g , на поверхности T_s и соответствующие концентрации диффундирующего вещества m_g и m_s , то можно записать следующие соотношения:

1. Уменьшение количества движения массы M равно $(U - 0)M$.

2. Уменьшение энтальпии той же массы равно $c(T_g - T_s)M$.

3. Масса, переходящая в жидкость, равна δM или иначе

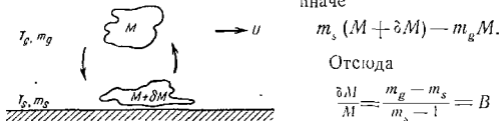


Рис. 3-7. Турбулентный перенос тепла и массы от стенки к жидкости.

из уравнения (3-42). Так как напряжение трения в поверхности τ , коэффициент теплоотдачи и переносимая масса пропорциональны M , то из рассмотрения соответственно баланса количества движения, тепла и вещества имеем:

$$\frac{\tau}{U} = \frac{\alpha}{c} = \frac{m''}{B} [= n''M], \quad (3-5)$$

где n'' — среднее число молей жидкости с массой M , достигших поверхности на единицу площади единицу времени.

Вторая и третья части уравнения (3-52) соответствуют уравнению (3-51), если B мало и $D=a$. Они выражают так называемый закон Льюиса (Lewis, 1927). Уравнение (3-52) примечательно в том отношении, что из него следует выражение для движущей силы диффузии в виде $\frac{m_g - m_s}{m_s - 1}$, а не $m_g - m_s$, как это часто предполагается.

Уравнение (3-52), в котором B определяется уравнением (3-42), является вполне точным в пределах действия аналогии Рейнольдса. Сделанные выше замечания о неточности, вносимой при использовании массовых концентраций, отпадают; здесь, наоборот, приближенным становится использование парциальных давлений.

В аналогии Рейнольдса пренебрегается влиянием молекулярных процессов. Согласно Чилтону и Кольбарну (Chilton and Colburn, 1934) это влияние можно учесть введением членов $Pr^{1/4}$ и $Sc^{1/3}$. Изменив таким образом уравнение (3-52) и учитывая, что величина массового потока пропорциональна $\ln(1+B)$, а не B , можно записать универсальное соотношение между трением, теплообменом и массообменом в симметричной форме:

$$\frac{\tau}{\sqrt{1/2}\rho U} = \frac{\alpha}{a^{2/3}c} = \frac{m''}{D^{1/3}\ln(1+B)} \quad (3-53)$$

Гипотеза неподвижной пленки. Применение логарифмического выражения для движущей силы при сравнении тепло- и массообмена часто оправдывается ссылками на наличие гипотетической неподвижной пленки, прилегающей к поверхности и тормозящей в равной степени перенос тепла и массы. Это предположение столь далеко от действительности, что представляется необходимым подчеркнуть возможность вывода логарифмического закона и в случае развитого турбулентного течения в трубе, если допустить, что вблизи стенки продольный перенос вещества мал по сравнению с поперечным, а коэффициент турбулентной диффузии в любой точке трубы не зависит от скорости массообмена.

Течение в каналах и насадках

До сих пор при изучении массообмена рассматривалось обтекание тел безграничным потоком. Несколько иной подход требуется в том случае, когда речь идет о внутренних течениях, так как при этом происходит изменение среднего состава в потоке жидкости, движущейся по трубопроводу. Такой эффект уже был нами рассмотрен при изучении теплообмена. Уравнение (3-25) представляет собой соотношение между локальными условиями в точке на стенке, характеризующимися коэффициентом теплообмена α , и начальными и конечными значениями температуры T_{g1} и T_{g2} .

Аналогичное соотношение можно вывести и для трения, если разность давлений $p_1 - p_2$ в начале и конце канала вызвана исключительно сопротивлением трения. Из простого баланса сил (в прежних обозначениях) получим:

$$\frac{\tau}{\rho U^2} \frac{l}{a^*} = \frac{p_1 - p_2}{\rho U^2} \quad (3-54)$$

Для полноты картины выведем теперь соответствующее соотношение для массообмена, т. е. найдем связь между локальными условиями, характеризуемыми «коэффициентом массообмена» $m''/\ln(1+B)$, и условиями на концах, характеризуемыми значениями параметра переноса на входе и выходе из канала. Это может быть сделано путем составления баланса диффундирующего вещества j . Полученные таким образом выражения, содержащие значения m_j в потоке и на стенке, можно преобразовать с помощью уравнения (3-42). Мы, однако, дадим более общий вывод, используя граничные условия в форме уравнения (3-39), определяющего равенство потери потоком свойства b массе переносимого вещества, поступающего в поток. Конечно, результат получается один и тот же, независимо от методики вывода.

Баланс переносимого вещества. Рассмотрим элемент канала длины dl при установившемся течении жидкости. В результате массообмена средний состав в потоке изменяется вдоль трубы. Предположим, что состав жидкости в непосредственной близости у стенки остается неизменным. Анализ более сложного случая, когда состав у стенки также меняется, выходит за пределы настоящей книги.

Уменьшение свойства b потока вследствие диффузии через стенки, определяемое градиентом изменения величины ρUB , согласно уравнению (3-39), равно увеличению массового расхода. Для единицы площади это условие можно записать в виде

$$-\frac{d}{dl}(\rho UB) = \frac{d}{dl}(\rho U). \quad (3-55)$$

Отсюда

$$-\frac{1}{1+B} \frac{dB}{dl} = \frac{1}{\rho U} \frac{d(\rho U)}{dl}. \quad (3-56)$$

Скорость изменения массового расхода $\frac{d(\rho U)}{dl}$ зависит от величины массообмена через стенку и равна $\frac{m''}{a^*}$, где a^* — половина гидравлического радиуса. Подставляя выражение для $\frac{d(\rho U)}{dl}$ в уравнение (3-56) и деля на $\ln(1+B)$, получим

$$\frac{1}{\rho U a^*} \frac{m''}{\ln(1+B)} = \frac{-1}{(1+B) \ln(1+B)} \frac{dB}{dl}. \quad (3-57)$$

Поскольку критерий Стантона в турбулентном потоке лишь слабо зависит от критерия Рейнольдса, можно принять, что соответствующий комплекс $m''/\rho U \ln(1+B)$ также остается постоянным при небольших изменениях полного массового потока. Тогда, интегрируя уравнение (3-57), получим искомое соотношение между локальными условиями и условиями на входе и выходе из канала:

$$\begin{aligned} \frac{l}{\rho U a^*} \frac{m''}{\ln(1+B)} &= \ln \ln(1+B_1) - \ln \ln(1+B_2) = \\ &= \ln \left\{ \frac{\ln(1+B_1)}{\ln(1+B_2)} \right\}, \end{aligned} \quad (3-58)$$

где B_1, B_2 — соответственно параметры переноса на входе и выходе.

Следуя Чилтону и Кольбарну (Chilton and Colburn, 1935), назовем выражение, стоящее в правой части уравнения (3-58), „числом единиц переноса“ (ЧЕП). Оно является мерой величины массообмена. Выражение в левой части уравнения показывает, что необходимая длина канала прямо пропорциональна ЧЕП, причем равновесие между потоком и стенкой ($B_2=0$) достигается при бесконечно большом ЧЕП. Уравнение (3-58) получено в результате использования приближенного соотношения

$$m'' \sim \ln(1+B).$$

Поэтому и уравнение (3-58) также является приближенным.

Аналогия Рейнольдса для течения в трубах. Сопоставим теперь выражения для трения и тепло- и массообмена, а также введем понятия: фактор трения, фактор теплообмена и фактор массообмена (табл. 3-2).

В первом и втором столбцах дается определение величин f , j_H и j_M ; две последние величины введены Чилтоном и Кольбарном (Chilton and Colburn, 1934). Равенство второго и третьего столбцов вытекает из уравнений (3-54), (3-25) и (3-58). Фактор трения f идентичен коэффициенту сопротивления C_f , упомянутому в главе 2.

Уравнение (3-53) представляет собой предложенную Чилтоном и Кольбарном модификацию аналогии Рейнольдса. Используем теперь соотношения, приведенные в табл. 3-2,

Фактор	Выражение, включающее условия на стенке	Выражение, включающее условия на концах
Трение f	$= \frac{\tau}{\rho U^2}$	$= \frac{p_1 - p_2}{\rho U^2} \frac{a^*}{l}$
Теплообмен j_H	$= \frac{\alpha}{c\rho U} \left(\frac{v}{a}\right)^{1/2}$	$= \frac{a^*}{l} \left(\frac{v}{a}\right)^{1/2} \ln \left(\frac{T_{g_1} - T_s}{T_{g_2} - T_s}\right)$
Массообмен j_M	$= \frac{1}{\rho U} \frac{m''}{\ln(1+B)} \left(\frac{v}{D}\right)^{1/2}$	$= \frac{a^*}{l} \left(\frac{v}{D}\right)^{1/2} \ln \left\{ \frac{\ln(1+B_1)}{\ln(1+B_2)} \right\}$

для развития аналогии Рейнольдса применительно к течению в трубах. Эта аналогия может быть записана в виде

$$\frac{f}{2} = j_H = j_M, \quad (3-59)$$

т. е. для данной трубы и данного значения критерия Рейнольдса фактор трения (определенный по падению давления) равен удвоенному фактору теплообмена (определенному из опытов по теплообмену) и равен также удвоенному фактору массообмена (определенному из опытов по массообмену). Такая формулировка необходима во избежание неправильного вывода о том, что в случае совместного протекания процессов тепло- и массообмена значения j_H и j_M , определенные по формулам в правых столбцах табл. 3-2, равны между собой; случай совместного протекания процессов будет рассмотрен на стр. 95. Наличие массообмена приводит также к изменению разности давлений на концах трубы (в связи с изменением скорости на входе и выходе). Несмотря на эти ограничения, уравнение (3-59) имеет большое практическое значение.

Пример 3-2. В аппарате для газового анализа абсорбция углекислоты из установившегося турбулентного потока газа происходит при его протекании по трубке, облицованной поглотителем CO_2 . Найти перепад давления при условии, что начальная концентрация CO_2 равна 10% по весу, а конечная концентрация не должна превышать 0,1%.

Решение. Предполагая, что на поверхности поглотителя концентрация CO_2 равна нулю, имеем $B_1 = -0,1$ и $B_2 = -0,001$. Отсюда $\text{ЧЭП} = \ln \ln |1,1| - \ln \ln |1,001| = 4,56$.

Для CO_2

$$\text{Sc} = 0,96.$$

Тогда

$$\frac{p_1 - p_2}{\frac{1}{2} \rho U^2} = 2 \cdot 4,56 \cdot (0,96)^{3/2} = 8,9.$$

Ответ. Перепад давления равен 8,9 скоростного напора.

Экспериментальные данные. Используя факторы обмена можно представить экспериментальные данные в легко обзримой форме. На рис. 3-8 приведены зависимости j_H или j_M от критерия Рейнольдса для тел

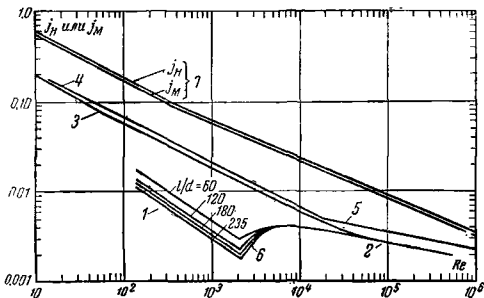


Рис. 3-8. Экспериментальные данные по тепло- и массообмену.

1 — ламинарное течение; 2 — турбулентное течение; 3 — j_H для цилиндра при поперечном обтекании (Re — по диаметру цилиндра); 4 — плоская пластина при ламинарном течении, $j_H = 0,664 Re^{-1/2}$ (Re — по длине пластины); 5 — плоская пластина при турбулентном течении, $j_H = 0,0356 Re^{-0,2}$; 6 — j_H для течения в трубах (Re — по диаметру трубы); 7 — j_H и j_M для насадок (слоев) из твердых частиц (Re — по диаметру сфер, поверхность которых равна поверхности частиц и по скорости при отсутствии насадки и том же массовом потоке).

различной формы. Во всех случаях обнаруживается тенденция к уменьшению величины j при возрастании Re , свидетельствующая о том, что скорость тепло- и массообмена возрастает несколько более медленно, чем скорость потока. При больших числах Рейнольдса, характерных для турбулентного течения, эта тенденция проявляется слабее.

Пример 3-3. В примере 3-2 поглотительный сосуд заполнен частицами твердого абсорбента. Критерий Рейнольдса, рассчитанный по диаметру частиц, равен 100. Какова должна быть толщина слоя абсорбента?

Решение. При $Re = 100$, $j_M = 0,17$ (из рис. 3-8). Отсюда в нашем случае

$$0,17 = \frac{a^*}{l} (Sc)^{1/3} (\text{ЧЭП}) = \frac{a^*}{l} \cdot 8,9.$$

Следовательно,

$$l = 52,3a^*,$$

где l — толщина слоя;

a^* — половина среднего гидравлического радиуса.

Так как a^* по порядку величины равно четверти диаметра стержня в насадке (слое), то

$$l = 13 \text{ диаметрам частицы.}$$

Для насадок нельзя, конечно, прямо применять соотношение между падением давления и ЧЭП. Определение l и a^* в подобных системах также связано с рядом трудностей, так как не ясно, о какой скорости идет речь и чем равен средний гидравлический диаметр. Эти вопросы были изучены Эрганом (Ergun, 1952, b), который установил возможность применения модифицированной аналогии Рейнольдса к массообмену в контактных колоннах, т. е. в трубах, заполненных частично большим числом твердых частиц правильной или неправильной формы.

В более ранней работе Эрган (Ergun, 1952, a) показал, что данные по падению давления в различных контактных колоннах и насадках могут быть обобщены в виде уравнения

$$\frac{p_1 - p_2}{\rho_m U_m^2} = 150 \frac{(1 - \epsilon)^2}{\epsilon^3} \frac{\mu}{\rho_m U_m d_p} \frac{l}{d_p} + 1,75 \frac{1 - \epsilon}{\epsilon^3} \frac{l}{d_p}, \quad (3-60)$$

где $\rho_m U_m$ — средний массовый поток на единицу площади слоя (без заполнения);

ϵ — относительный объем пустот в слое;

μ — динамическая вязкость жидкости;

d_p — эффективный диаметр частиц наполнителя,

определенный как $d_p = \frac{6}{s_p}$;

s_p — удельная поверхность твердого наполнителя (т. е. поверхность наполнителя, деленная на его объем).

Анализируя опубликованные данные по массообмену в насадках, Эрган пришел к выводу, что, по крайней мере для жидкостей, эти данные подчиняются закону

$$\text{ЧЭП} = \left(\frac{\mu}{\rho D} \right)^{-1} \epsilon^2 \frac{p_1 - p_2}{\rho_m U_m^2}, \quad (3-61)$$

число $\frac{p_1 - p_2}{\rho_m U_m^2}$ находится из уравнения (3-61). На рис. 3-9 даны теоретические соотношения, базирующиеся на модифицированной аналогии Рейнольдса, и экспериментальные результаты, представленные в виде зависимости фактора массообмена j (введенного Эрганом) от критерия Рейнольдса $\left(= \frac{d_p \rho_m U_m}{\mu} \right)$.

В принятых нами обозначениях фактор массообмена записывается в виде

$$j = \frac{d_p}{l} \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon} \frac{\mu}{\rho D} \{ \ln \ln(1 + B_1) - \ln \ln(1 + B_2) \}. \quad (3-62)$$

Согласно Эргану j численно равен фактору сопротивления f_k , который определяется из выражения

$$f_k = \frac{d_p}{l} \frac{\varepsilon^3}{1 - \varepsilon} \frac{p_1 - p_2}{\rho_m U_m^2}. \quad (3-63)$$

Нижние сплошные кривые на рис. 3-9, заимствованные также из работы Эргана, соответствуют массообмену между газами и насадками.

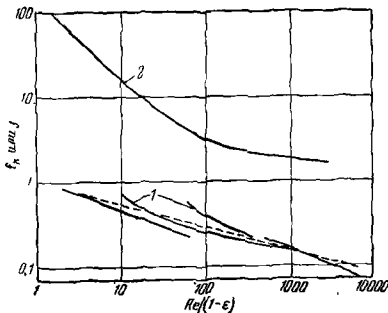


Рис. 3-9. Зависимость факторов сопротивления и массообмена от числа Рейнольдса для насадок (по Эргану); пунктирная линия рекомендуется для газов.

1 — кривые для массообмена между газами и насадками; 2 — общая кривая для сопротивления различных насадок и для массообмена между жидкостями и насадками.

Эти кривые лежат заметно ниже, чем это следует из аналогии. Таким образом, применение аналогии к газовым потокам приводит к завышенной оценке скорости массообмена. Пунктирная линия средних значений для газов рекомендуется при расчетах скорости переноса.

В этой области еще необходимо провести большую работу. Эрган поставил под сомнение надежность применения к газам некоторых приведенных выше экспериментальных данных. Он высказал также предположение, что в газовом потоке имеет место столь хорошее перемешивание, что состав в любой точке потока совпадет с составом на выходе. Если это предположение справедливо, то для числа единиц переноса необходимо вывести другое выражение. Однако в настоящее время отсутствуют достаточные доказательства справедливости этого предположения.

Интерпретация параметра переноса. Прежде чем перейти к изучению других видов массообмена, выведем теорему о параметре переноса, т. е. о движущей силе массообмена.

Некоторые соображения уже были высказаны при анализе уравнения (3-39) и рассмотрении аналогии Рейнольдса, но значительно более просто эта теорема может быть получена из уравнения (3-56). Интегрируя это уравнение имеем:

$$-\ln \left(\frac{1+B_1}{1+B_2} \right) = \ln \left(\frac{(\rho U)_1}{(\rho U)_2} \right). \quad (3-64)$$

Отсюда

$$\frac{B_1 - B_2}{1 + B_2} = \frac{(\rho U)_2 - (\rho U)_1}{(\rho U)_1}, \quad (3-65)$$

где ρU — массовый поток, а индексы 1 и 2 относятся соответственно к входу и выходу из трубопровода.

При очень большой длине трубопровода жидкость в потоке приобретает тот же состав, что и жидкость у стенки ($B_2 = 0$) и массообмен прекращается. Выражение в правой части уравнения (3-65) при этом достигает максимального значения, а само уравнение принимает следующий вид:

$$B_1 = \left\{ \frac{(\rho U)_2 - (\rho U)_1}{(\rho U)_1} \right\}_{\max}. \quad (3-66)$$

Из уравнения (3-66) следует, что параметр переноса, определяющий массообмен между потоком жидкости и поверхностью, равен массе переносимого вещества, которая

должна быть перемешана с единицей массы текущей жидкостью, для того чтобы получить смесь, обладающую теми же специфическими свойствами, что и свойства жидкости в непосредственной близости к поверхности.

Эта теорема, следствия которой будут рассмотрены ниже, имеет особое значение для расчета движущей силы при наличии химических реакций. Разъясним теперь указание на специфические свойства на примере анализа процессов одновременного протекания тепло- и массообмена.

Одновременное протекание тепло- и массообмена

Массообмен лишь в редких случаях не сопровождается теплообменом. При испарении жидкости в потоке газа она обычно имеет более низкую температуру, чем газ; следовательно, тепло передается от газа к жидкости. Если один из компонентов газовой смеси поглощается жидкой поверхностью, то выделяющееся в процессе растворения тепло вызывает некоторое повышение температуры жидкости (по сравнению с температурой газа). При горении жидких и твердых топлив теплообмен играет, по крайней мере, такую же роль, что и массообмен.

Испарение. До сих пор при изучении массообмена наше внимание было сосредоточено на изменении концентрации переносимого вещества. Рассмотрим теперь дополнительно изменение энтальпии. На рис. 3-10 схематически показаны профили концентрации и температуры у поверхности испаряющейся жидкости.

Конвективный теплообмен в установившемся ламинарном потоке подчиняется уравнению (3-4). Преобразуем это уравнение аналогично тому, как это сделано на стр. 79 при рассмотрении граничных условий. Величину нормальной составляющей скорости у поверхности найдем из теплового баланса:

$$m'' = \rho v_s = \frac{\lambda}{Q} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_s, \quad (3-67)$$

где Q — количество тепла, отведенного от газа, на единицу массы испарившейся жидкости;

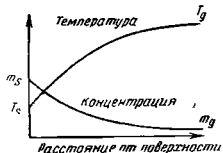


Рис. 3-10. Распределение температуры и концентрации у поверхности испарения.

$\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_s$ — градиент температуры на поверхности (по нормали к ней);

λ — коэффициент теплопроводности газа.

Если произвести подстановку $b \equiv \frac{cT}{Q}$, где c — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении (принята неизменной), то легко показать, что уравнения (3-4) и (3-67) преобразуются соответственно в основные дифференциальные уравнения и граничные условия, приведенные на стр. 79, с той только разницей, что D надо заменить коэффициентом температуропроводности $a \left(= \frac{\lambda}{c\rho} \right)$. Отсюда следует, что, как и раньше, движущая сила для массообмена дается выражением

$$B_H \equiv \frac{c(T_g - T_s)}{Q}, \quad (3-68)$$

где индекс H у величины B указывает, что последняя получена из баланса тепла; T_g и T_s — соответственно температура в потоке жидкости и на поверхности. В отличие от B_H обозначим через B_M параметр переноса, полученный из рассмотрения баланса массы: $B_M = (m_g - m_s)/(m_s - 1)$ (см. стр. 81), где m обозначает концентрацию диффундирующего вещества.

Оба выражения для B применимы одновременно. Надем связь между ними из условия, что перенос массы может осуществляться в любой момент времени только с одной единственной скоростью. Как известно, эта скорость пропорциональна как $\Phi(B_M, Sc)$, так и $\Phi(B_H, Pr)$ (критерий Прандтля заменяет критерий Шмидта, если заменяет D). Следовательно, обе функции должны быть равны между собой. Используя приближенное логарифмическое выражение для функции Φ , найдем:

$$D^{1/2} \ln(1 + B_M) = a^{1/2} \ln(1 + B_H). \quad (3-69)$$

Из уравнения (3-69) можно сделать следующий важный вывод: если коэффициенты переноса тепла и вещества одинаковы (это условие приближенно выполняется для обычных газов), то $B_M = B_H$. Физически это означает, что состав газа и температура у поверхности имеют такие значения, какие могут быть получены путем смешения

соответствующей массы переносимого вещества с единицей массы исходной жидкости. Возвращаясь к теореме предыдущего раздела, можно теперь утверждать, что параметры переноса, относящиеся к различным свойствам жидкости, одинаковы, если равны коэффициенты переноса для этих свойств.

Можно показать конгруентность уравнения (3-68) и рассмотренной выше теоремы, если учесть, что при изменении температуры единицы массы от T_g до T_s она теряет количество тепла, равное $c(T_g - T_s)$. Так как для испарения единицы массы переносимого вещества требуется Q единиц тепла, то количество испаренного вещества будет равно $c(T_g - T_s)/Q$.

Психрометр с влажным и сухим термометрами. Уравнение (3-69) дает связь между температурой и концентрацией переносимого вещества на поверхности. В качестве примера, иллюстрирующего применение этого уравнения, рассмотрим психрометр с влажным и сухим термометрами, позволяющий определить влажность воздуха по разности между температурой воздуха и температурой поверхности воды, испаряющейся адиабатически в воздух. Под адиабатическим испарением подразумевается испарение при наличии теплообмена только между водой и газом.

Для простоты примем, что для смеси водяного пара с воздухом $D = a$ (точнее, $\frac{a}{D} = 0,87$). Тогда из уравнения (3-68) получим:

$$\frac{m_g - m_s}{m_s - 1} = \frac{c(T_g - T_s)}{L}, \quad (3-70)$$

где m — масса водяного пара в единице массы паровоздушной смеси;

L — скрытая теплота испарения воды, заменяющая величину Q (она равна количеству тепла, подведенного от газа к жидкости при адиабатическом испарении).

В этом уравнении T_g и T_s — температуры, измеряемые непосредственно термометрами, а L и c (средняя удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении) — известные величины.

Далее можно принять, что воздух вблизи жидкой поверхности насыщен водяными парами и, следовательно,

величина m_s определяется из таблиц по измеренному значению T_s . Тогда искомое содержание водяного пара в воздухе выражается через известные величины:

$$m_g = m_s + \frac{(m_s - 1)c(T_g - T_s)}{L}. \quad (3-7)$$

Конечно, $(m_s - 1)$ — всегда величина отрицательная. Соответственно m_g всегда меньше, чем m_s . Уравнение (3-71) [или более точное, полученное из (3-69) без допущения $D = a$] применяется при обработке показаний психрометра. Однако нельзя ожидать полного совпадения расчетных значений с экспериментальными по данным непосредственных определений влажности частично из-за недостаточной точности теории, но главным образом в связи с тем, что практически не достигается идеальная адиабатичность процесса испарения.

Расчет скорости испарения. В общем случае задача состоит в расчете скорости испарения с поверхности жидкости, омываемой заданным потоком газа. Проблема распадается на две части: во-первых, необходимо располагать данными по тепло- или массообмену для конкретной конфигурации тел и определенного значения критерия Рейнольдса, например в форме уравнения (3-12); во-вторых, необходимо рассчитать параметр переноса. Первая часть проблемы нам уже знакома; здесь мы рассмотрим вторую часть применительно в основном к адиабатическому испарению.

Обычно при постановке задачи температура и состав газа в потоке, а также физические свойства испаряющегося вещества и газа задаются. Этого, однако, недостаточно для непосредственного вычисления параметра переноса, так как ни m_s , ни T_s точно не известны. Поэтому необходимо получить дополнительно связь между m_s и T_s из условий насыщения, зависящих от свойств жидкости. Так как в большинстве случаев отсутствует аналитическое выражение этой связи, то удобно применять графический метод решения, показанный на рис. 3-11.

Если известны термодинамические свойства испаряющегося вещества, то можно найти m_s для любого значения T_s и далее рассчитать величину B_m . Зависимость B_m от T_s имеет вид кривой с асимптотами $B = -m_g$ и $T_s = T_0$, где T_0 — температура кипения жидкости. Такой

рактер зависимости определяется следующим: если поверхность имеет очень низкую температуру, то m_s стремится к нулю; если температура поверхности приближается к T_b , то m_s стремится к единице (парциальное давление приближается к абсолютному). T_s никогда не может преодолеть T_b ; при приближении m_s к единице V_M стремится к бесконечности. Часть кривой, соответствующая отрицательным значениям V_M , не имеет физического смысла, так как при этом газ должен содержать больше пара и иметь более низкую температуру, чем поверхность; последнее невозможно, так как смесь у поверхности всегда находится в насыщенном состоянии. Следовательно, адиабатическая конденсация невозможна.

Зависимость V_H от T_s при заданном значении T_g представляет собой, очевидно, прямую линию с наклоном $-c/L$, проходящую через точку $(0, T_g)$. Условие $V_H = V_M$ выполняется в точке пересечения кривой и прямой. Эта точка соответствует условиям на поверхности только в случае $D = a$. В более общем случае необходимо найти значение T_s , удовлетворяющее уравнению (3-69). Как в том, так и в другом случае определяют далее параметр переноса, с помощью которого можно рассчитать скорость испарения. T_s естественно равна температуре влажного термометра.

Такое построение необходимо далеко не всегда. Если T_g очень велика, то пересечение произойдет на верхней ветви кривой и можно с достаточной степенью точности брать пересечение с асимптотой, т. е. положить $V_H = -c(T_g - T_b)/L$. С другой стороны, если T_g очень мала, то кривая идет столь полого, что вполне допустимо брать пересечение кривой с вертикалью $T_s = T_g$, т. е. принять

$$V_M = \frac{m_g - m_s}{m_s - 1}$$

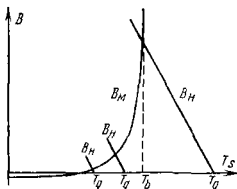


Рис. 3-11. К определению условий на поверхности при адиабатическом испарении.

где m_s соответствует насыщенно при температуре газа. Только в промежуточной области необходимо рассмотреть обе величины: B_H и B_M .

Пример 3-4. Капля воды диаметром 0,1 см взвешена в сухом воздухе, температура которого: а) 15°C и б) 1000°C . Чему равно полное время испарения капли?

Решение (предполагаем, что давление равно атмосферному). а) Сначала найдем параметр переноса. В общем случае необходимо применять указанную выше методику, но так как речь идет о воде, то T_s — температура влажного термометра и можно воспользоваться психрометрическими таблицами (например, Spiers, 1950, стр. 145). Для рассматриваемого случая получим $T_s = 3,3^\circ\text{C}$. Тогда

$$B = \frac{0,24(15 - 3,3)}{590} = 4,77 \cdot 10^{-3}$$

Для проверки находим из таблиц влажного воздуха (Spiers, 1950, стр. 136), что при $T_s = 3,3^\circ\text{C}$ $m_s = 0,0047$; отсюда $B = 4,72 \cdot 10^{-3}$ в хорошем согласии с предыдущим значением.

Время существования капли получим из уравнения (3-48) (с заменой D на a).

Примем для 15°C : $B = 4,75 \cdot 10^{-3}$; $a = 0,243 \text{ см}^2/\text{сек}$; $\rho_l = 1 \text{ г/см}^3$; $\rho_g = 1,22 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$.

Тогда

$$t = \frac{0,1^2 \cdot 1}{8 \cdot 0,243 \cdot 1,22 \cdot 10^{-3} \ln(1,00475)} = 885 \text{ сек.}$$

или 14,8 мин.

б) Когда $T_g = 1000^\circ\text{C}$, нет необходимости находить точно величину T_s , так как заранее известно, что она не превосходит 100°C и очень близка к этому значению. Поэтому, принимая

$$T_s = 100^\circ\text{C}; c = 0,26; L = 539 \text{ кал/г},$$

получим:

$$B = \frac{0,26(1000 - 100)}{539} = 0,435.$$

Для проверки величины T_s вычисляем из уравнения (3-71) значение $m_s = 0,303$, соответствующее температуре примерно 77°C . Подстановка этого значения T_s дает в качестве второго приближения

$$B = 0,443.$$

Дальнейшие приближения излишни.

Принимая $B = 0,443$, a (или D) $= 1,87 \text{ см}^2/\text{сек}$, $\rho_l = 1 \text{ г/см}^3$, $\rho_g = 0,284 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$ (константы для воздуха берем при 500°C , т. е. при средней температуре), найдем время испарения

$$t = \frac{0,1^2 \cdot 1}{8 \cdot 1,87 \cdot 0,284 \cdot 10^{-3} \ln(1,443)} = 6,41 \text{ сек.}$$

Так как анализ был выполнен в предположении постоянства физических констант (хотя на самом деле имеет место их существенное изменение), то точность решения зависит от того, при какой температуре берутся значения этих констант. Простого метода выбора указанной температуры в настоящее время нет. Более точное решение можно получить путем графического интегрирования дифференциальных уравнений с использованием в каждой точке экспериментальных значений констант.

Подстановка L вместо Q в знаменателе выражения для B_{II} допустима лишь в том случае, когда жидкость подводится в систему с температурой T_s , равной, как уже было отмечено, температуре влажного термометра. В других случаях адиабатического испарения следует положить Q равным изменению энтальпии жидкости от ее начального состояния до ее состояния после испарения при температуре T_s .

Специальный случай адиабатического испарения встречается при разработке пароохладителей, в которых вода

доводится до состояния перегретого пара. Специфичность состоит в том, что концентрация водяного пара повсюду равна единице, т. е. $B_m = (1 - 1)/(1 - 1)$. Непределенность параметра переноса указывает просто на отсутствие диффузионного сопротивления для массообмена. Поэтому единственным параметром переноса, имеющим смысл, является B_{II} , равный $(h_g - h_s)/(h_s - h_w)$, где h обозначает энтальпию (индекс g относится к перегретому пару, s — к насыщенному пару при общем давлении, w — к воде в начальном состоянии). На рис. 3-12 показаны соответствующие точки на диаграмме энтальпия — давление для воды и пара. Заметим, что сначала часть пара должна сконденсироваться на поверхности жидкости, с тем чтобы температура жидкости возросла до температуры, соответствующей насыщению при данном давлении; этот процесс должен протекать очень быстро.

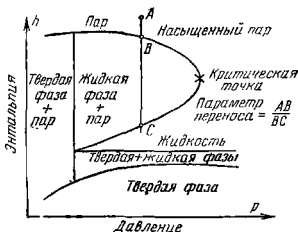


Рис. 3-12. Параметр переноса при пароохлаждении.

Неадиабатическое испарение и конденсация. Если подвод или отвод тепла от поверхности жидкости происходит не только в результате контакта с потоком газа, то испарение перестает быть адиабатическим и Q отличается от прироста энтальпии жидкости при испарении. Отличие может быть невелико, как, например, в случае психрометра с сухим и влажным термометрами, когда в тепловом балансе учитывается излучение и теплопроводность самих термометров. При кипении отличие становится столь большим, что как бы меняется механизм процесса. Однако и эти случаи можно рассмотреть с помощью параметров переноса, введенных выше.

Предположим, что количество «внешнего» тепла, подводимого на единицу поверхности испарения, равно q'' . Тогда, по определению Q , имеем:

$$q'' = m''(L - Q), \quad (3-72)$$

где m'' — величина массового потока. Но $m'' = K \ln(1 + B)$, где K — постоянная (для заданной конфигурации поверхности и газового потока). Следовательно,

$$q'' = (L - Q) K \ln(1 + B). \quad (3-73)$$

Это уравнение совместно с (3-69) позволяет рассчитать значение B . Не приводя здесь самого расчета, заметим только, что когда q'' очень велико, температура поверхности приближается к температуре кипения, B возрастает, а Q уменьшается или даже становится отрицательным.

Большее значение имеет процесс конденсации. Как уже было отмечено выше, адиабатическая конденсация неосуществима и, следовательно, рассмотрению подлежит только случай неадиабатической конденсации. На рис. 3-13 представлено распределение температур в охлаждающей воде, стенке, слое конденсата и паре в поверхностном конденсаторе. Предположим, что температура охлаждающей воды T_w и температура пара T_g заданы; пар находится в смеси с неконденсирующимся газом; условия массообмена задаются уравнением $m'' = K \ln(1 + B)$, где K — константа; теплопередача от пара через жидкость к охлаждающей воде определяется уравнением $q'' = -(T_s - T_w) \alpha$, где α — общий коэффициент теплопередачи.

Тогда из уравнения (3-73) имеем:

$$-(T_s - T_w) \alpha = K(L - Q) \ln(1 + B). \quad (3-74)$$

Как это будет показано ниже, при конденсации значение B очень близко к -1 , так что Q можно без большой погрешности заменить выражением

$$-c(T_g - T_s),$$

где c — по-прежнему средняя теплоемкость газовой фазы. Тогда уравнение (3-74) запишется в виде

$$1 + B = \exp \left[-\alpha(T_s - T_w) / K \{L + c(T_g - T_s)\} \right], \quad (3-75)$$

Зависимость B от T_s по уравнению (3-75) представлена на рис. 3-14. Кривая проходит через точку $(T_s = T_w, B = 0)$ и при увеличении T_s асимптотически приближается к прямой $B = -1$.

Нетрудно также построить зависимость B_M от T_s аналогично тому, как это было сделано при определении тем-

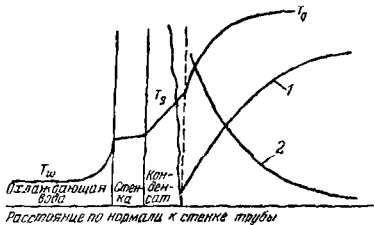


Рис. 3-13. Распределение температур в поверхностном конденсаторе.

1 — концентрация пара; 2 — концентрация неконденсирующихся газов.

пературы влажного термометра. Семейство таких кривых дано на рис. 3-14 для различных значений m_g . В верхней части все эти кривые асимптотически приближаются к линии $T_s = T_0$; в нижней части каждая из кривых приближается к соответствующей прямой $B_M = -m_g$. По мере уменьшения m_g форма кривых становится все более близкой к прямому углу, образованному линиями $T_s = T_0$ и $B_M = -1$.

Решение во всех случаях определяется пересечением кривой, построенной по уравнению (3-75) и соответствующей

шей линии V_M . Эти кривые пересекаются под очень острыми углами; поэтому малые изменения m_g оказывают сильное влияние на положение точки пересечения оси T_s . Скорость конденсации пропорциональна разности

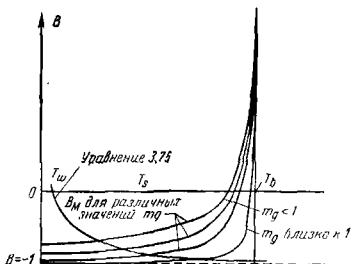


Рис. 3-14. К определению условий на поверхности при конденсации (влияние содержания воздуха в паре).

$T_s - T_w$ и, следовательно, зависит именно от положения точки пересечения по оси T_s . Отсюда становится ясно почему даже малое содержание воздуха в паре, поступающем в конденсатор, сильно снижает скорость конденсации при небольшом уменьшении m_g .

Следствия из теоремы о параметре переноса

Рассмотрим теперь некоторые свойства параметров переноса, которые вытекают из теоремы, приведенной в стр. 94. Доказательства наличия этих свойств не приводим так как они или очевидны или уже были даны выше. Следствия из этой теоремы собраны здесь воедино главным образом для того, чтобы облегчить последующий анализ массового обмена при наличии химической реакции.

Введем предварительно два определения.

1. «Переносимым веществом» называется вещество, проходящее через границу раздела фаз. Так, например, при испарении вода, а не воздух является переносимым веществом.

2. Сохраняемыми свойствами называются такие, которые подчиняются закону

$$\omega P = \omega_1 P_1 + \omega_2 P_2, \quad (3.76)$$

где P_1 и P_2 — значения свойства (на единицу массы) для масс ω_1 и ω_2 , дающих при смешении массу ω , в которой свойство имеет значение P на единицу массы.

Следствия из теоремы о параметре переноса:

а) Параметр переноса для любого сохраняемого свойства можно найти по его значениям в жидкости и на поверхности. При расчете скорости массообмена, кроме параметра переноса, необходимы данные о коэффициенте переноса (D или a) для соответствующего свойства.

б) В заданной системе параметры переноса двух различных свойств численно равны, если равны коэффициенты переноса для этих свойств.

в) Так как можно выбрать такие свойства, которые сохраняются даже при наличии химической реакции, то можно найти параметр переноса для системы, в которой протекают реакции. В общем случае сохраняемое свойство может включать в себя концентрации нескольких компонентов газовой смеси. Такого рода параметр переноса можно применять в расчете скорости массообмена в том случае, когда коэффициенты переноса рассматриваемых компонентов равны между собой или могут быть приняты равными.

г) Возможность применения параметра переноса не зависит от наличия в жидкости компонентов с другими коэффициентами переноса, чем у компонентов, входящих в параметр переноса, если только концентрации этих компонентов сами не определяют параметр переноса.

д) Локальный параметр переноса (ЛПП) по определению равен массе переносимого вещества, которая, будучи смешана с жидкостью локального состава, дает жидкость того же состава, что и на границе раздела фаз. Понятие «параметр переноса» применимо и для локального свойства невозмущенного потока жидкости.

е) Масса переносимого вещества, которую нужно смешать с единицей массы жидкости с ЛПП = B_1 , чтобы изменить ЛПП до значения B_2 , равна $\frac{B_1 - B_2}{1 + B_2}$.

ж) Любое сохраняемое свойство P с тем же коэффициентом переноса, что и у свойства, определяющего пара-

метр переноса, изменяется от значения P_1 до P_2 при изменении ЛПП от B_1 до B_2 , причем

$$\frac{P_2}{1+B_2} = \frac{P_1}{1+B_1} + \frac{B_1 - B_2}{(1+B_1)(1+B_2)} \cdot P_f.$$

Здесь P_f — значение свойства P в переносимом веществе.

з) Если P_f равно нулю, т. е. переносимое вещество не обладает этим свойством, то

$$\frac{P_2}{1+B_2} = \frac{P_1}{1+B_1}.$$

и) Если в п. „ж“ точка 2 соответствует поверхности раздела фаз, так что $B_2 = 0$, $P_2 = P_s$, то ЛПП в точке 1 равен:

$$B_1 = \frac{P_g - P_s}{P_s - P_f}.$$

к) Из п. „н“ следует, что значение некоторого сохраняемого свойства на границе раздела фаз может быть выражено через B , P_g и P_f уравнением

$$P_s = \frac{P_g + P_f B}{1+B}.$$

л) Если параметр переноса отрицателен, то вещество отводится из жидкости, чтобы привести последнюю в равновесие с состоянием на границе раздела фаз.

м) Параметр переноса не может иметь значение меньше -1 , так как из потока жидкости нельзя отвести количество вещества, превышающее его начальное содержание $B = -1$ при полной абсорбции однокомпонентной жидкости.

Обозначения к главе 3

- a — коэффициент температуропроводности.
- a^* — половина среднего гидравлического радиуса (отношение площади поперечного сечения к периметру).
- B — параметр переноса.
- B_H — параметр переноса, полученный из баланса тепла.
- B_M — параметр переноса, полученный из баланса массы.
- b — обобщенный безразмерный диффузионный параметр.

- c — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении.
 C_f — коэффициент сопротивления греяния.
 D — коэффициент молекулярной диффузии; диаметр струи.
 d — размер тела.
 d_p — диаметр эквивалентной сферы.
 f — фактор трения.
 G_j — масса вещества j , диффундирующая в единицу времени через единицу площади.
 g — ускорение силы тяжести.
 Gr — критерий Грасгофа.
 h — энтальпия.
 j — фактор массообмена, введенный Эрганом.
 j_{II} — фактор теплообмена.
 j_M — фактор массообмена.
 K — константа.
 L — скрытая теплота испарения; безразмерная длина потенциального ядра при смешении струй.
 l — длина трубопровода, канала.
 M — масса, молекулярный вес.
 m — относительная массовая концентрация (безразмерная).
 m_j'' — масса компонента j , переносимая в единицу времени через единицу площади.
 N_j — число молей вещества j , переносимое в единицу времени через единицу площади.
 n'' — среднее число частиц жидкости, проходящих в единицу времени через единицу площади.
 Nu — критерий Нуссельта.
 P — сохраняемое свойство.
 p — давление.
 p_j — парциальное давление вещества j .
 Pe — критерий Пекле.
 Pr — критерий Прандтля.
 Q — количество тепла, отведенного от газа на единицу массы испарившейся жидкости.
 q'' — скорость внешнего подвода тепла на единицу поверхности испарения.
 R — универсальная газовая постоянная.
 R_j — газовая постоянная для единицы массы газа j .

Re — критерий Рейнольдса.

s_{σ} — удельная поверхность.

Sc — критерий Шмидта.

St — критерий Стантона.

T — абсолютная температура.

t — время.

U — скорость потока; средняя скорость при течении в трубе.

u, v, w — компоненты скорости потока по осям.

ω — масса.

x, y, z — прямоугольные координаты.

ЛПП — локальный параметр переноса.

ЧЕП — число единиц переноса.

α — коэффициент теплообмена.

β — коэффициент термического расширения (объемный).

δ — толщина пограничного слоя или „неподвижная пленка“.

Δ — коэффициент турбулентного обмена.

ε — относительный объем пустот в насадке.

Θ — разность температур, размерная или безразмерная.

λ — коэффициент теплопроводности.

μ — коэффициент динамической вязкости.

ν — коэффициент кинематической вязкости.

ρ — плотность.

τ — напряжение трения.

γ — отношение плотностей при смешении струй.

ψ — отношение скоростей при смешении струй.

Литература к главе 3

Eckert E. R. G., Introduction to the Transfer of Heat and Mass, McGraw-Hill, New York and London, 1950.

Fishenden M. and Saunders O. A., Introduction to Heat Transfer, Oxford University Press, London, 1950.

Jakob M., Heat Transfer, Wiley, New York, 1949.

McAdams W. H., Heat Transmission, McGraw-Hill, New York and London, 1942.

Perry J. H. (Ed), Chemical Engineer's Handbook, McGraw-Hill, New York and London, 1950.

Sherwood T. K. and Pigford R. L., Absorption and Extraction, McGraw-Hill, New York and London, 1952.

Spiers H. M., Technical Data on Fuel, London, 1950.

Глава четвертая

ТЕПЛО- И МАССООБМЕН ПРИ НАЛИЧИИ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ

Задача организации процесса горения обычно состоит в том, чтобы из двух отдельных потоков топлива и воздуха получить общий поток равномерно перемешанных горячих продуктов сгорания. Смешение, таким образом, является существенным элементом процесса горения. Топливо часто подается в твердом или жидком виде так, что происходит перенос вещества через границу раздела фаз. При этом испаренное топливо и продукты сгорания смешиваются с воздухом.

В гл. 3 был рассмотрен ряд явлений, связанных со смешением струй; значительное внимание было также уделено массообмену через границу раздела фаз и движущим силам для различных типов переноса. Однако рассматривались главным образом тепло- и массообмен без химических реакций, т. е. при отсутствии источников или стоков тепла и вещества, распределенных в среде. Рассмотрим теперь, как применить предложенные выше методы к расчету химических реакций, с тем чтобы определить длину факела и скорости сгорания твердых и жидких топлив.

1. ГОРЕНИЕ ГАЗОВЫХ СТРУЙ

Аналогия между процессами массо- и теплообмена была установлена нами как следствие аналогии дифференциальных уравнений, выражающих соответственно законы сохранения диффундирующих газов и тепла. При наличии в системе химической реакции эти уравнения теряют силу, так как появляются распределенные источники и стоки тепла и вещества. Мы увидим, однако, что при определенных условиях задача все же может быть разрешена и в этом случае.

Рассмотрим смешение и реакцию для двух газовых потоков, из которых один содержит кислород, а другой — топливо, и предположим, что реакция подчиняется простому уравнению

1 г топлива + r г кислорода → (1+r) г продуктов реакции (без образования промежуточных соединений). Более сложные случаи будут рассмотрены ниже в связи с горением твердого топлива.

Особенность распределения стоков топлива и кислорода состоит в том, что масса кислорода, расходуемого в любой точке в любой момент времени, в r раз больше массы топлива. Тогда дифференциальное уравнение, описывающее совместное протекание диффузии, конвекции и химических реакций, запишется в виде

$$D_f \left(\frac{\partial^2 m_f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 m_f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 m_f}{\partial z^2} \right) - u \frac{\partial m_f}{\partial x} - v \frac{\partial m_f}{\partial y} - w \frac{\partial m_f}{\partial z} - \frac{1}{r} \left\{ D_o \left(\frac{\partial^2 m_o}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 m_o}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 m_o}{\partial z^2} \right) - u \frac{\partial m_o}{\partial x} - v \frac{\partial m_o}{\partial y} - w \frac{\partial m_o}{\partial z} \right\} = 0,$$

где D — коэффициент диффузии;

m — масса компонента на единицу массы смеси;

индексы f и o относятся к топливу и кислороду соответственно.

В таком виде уравнение (4-1) едва ли можно использовать. Однако, если допустить, что $D_f = D_o = D$, то уравнение существенно упрощается. После подстановки

$$m_f - \frac{m_o}{r} \equiv b^*$$

уравнение (4-1) примет вид

$$D \left(\frac{\partial^2 b^*}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 b^*}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 b^*}{\partial z^2} \right) - u \frac{\partial b^*}{\partial x} - v \frac{\partial b^*}{\partial y} - w \frac{\partial b^*}{\partial z} = 0. \quad (4-2)$$

Это уравнение по форме совпадает с уравнениями, описывающими тепло- и массообмен в химически инертной среде. Оно показывает, что при равенстве коэффициентов диффузии топлива и кислорода свойство

$$m_f - \frac{m_o}{r}$$

принадлежит к числу сохраняемых в процессе диффузии и перемешивания. Допустимость предположения относительно D вытекает из рассмотрения табл. 3-1; среди обычных топлив только водород обладает заметно отличающимся значением коэффициента диффузии.

Выражение для сохраняемого свойства может быть составлено как по концентрации топлива, так и кислорода. При соблюдении условий относительно коэффициентов диффузии можно принять в качестве переменной b^* в уравнении (4-3), или

$$\left\{ m_f + \frac{m_p}{1+r} \right\}, \quad \text{или} \quad \left\{ \frac{m_O}{r} + \frac{m_p}{1+r} \right\},$$

где m_p — относительная концентрация продуктов реакции.

Важные выводы могут быть получены даже не решая аналитически уравнения (4-3), так как результаты опытов по смешению струй при отсутствии химических реакций можно рассматривать как решения этого уравнения. Результаты таких опытов показывают, что: 1) форма поверхностей постоянного состава, соответствующих одинаковым значениям отношения $(b^* - b_2^*) / (b_1^* - b_2^*)$, где b_1^* и b_2^* — значения свойства b^* в обеих струях, не зависит от абсолютной величины b^* и 2) если коэффициент диффузии D (который принимается одинаковым для топлива и кислорода) равен коэффициенту температуропроводности a или, если поток турбулентный, то в подобных системах форма безразмерных поверхностей постоянного состава идентична форме изотермических поверхностей.

Здесь необходимо указать на некоторые ограничения, связанные с тем, что в ряде случаев воздействие химической реакции на поток не имеет аналога в процессах тепло- или массообмена в инертной среде. Так, например, горение всегда приводит к увеличению температуры в той области, где протекает химическая реакция; следовательно, вязкость газовой смеси в этой области будет иметь повышенное, а плотность — пониженное значение, так что при одинаковом массовом потоке скорость возрастает. Поэтому следует ожидать только качественной аналогии между теплообменом при смешении струй и горением в подобных условиях.

Отвлекаясь от этих вторичных эффектов, можно свести процесс массообмена при наличии химической реакции к процессу простого массообмена. В настоящей главе будет

показано, что при этом предположении нетрудно получить ряд выводов о скорости сгорания и смешения. Необходимо подчеркнуть, что кроме предположения о пропорциональности расходов топлива и кислорода, участвующих в химической реакции, нет необходимости в других предположениях об ее характере или распределении. Значение b^* в любой точке останется неизменным независимо от того, протекает ли реакция во всем поле смешения или она сосредоточена в тонкой зоне пламени.

Распределение температуры. В том случае, когда реакция приводит к появлению источников или стоков тепла, уже нельзя применять дифференциальное уравнение теплообмена в движущейся, но химически инертной среде. Нетрудно, однако вывести уравнения, связывающие величину тепловыделения с количествами расходуемых реагентов или образующихся продуктов реакции. Выбирая кислород в качестве представителя реагентов, запишем уравнение в виде

$$\begin{aligned} \frac{\rho H}{r} \left\{ D_{\text{O}} \left(\frac{\partial^2 m_{\text{O}}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 m_{\text{O}}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 m_{\text{O}}}{\partial z^2} \right) - u \frac{\partial m_{\text{O}}}{\partial x} - \right. \\ \left. - v \frac{\partial m_{\text{O}}}{\partial y} - w \frac{\partial m_{\text{O}}}{\partial z} \right\} + \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) - \\ - c\rho \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) = 0, \end{aligned} \quad (4-4)$$

где ρ — плотность газа;

H — теплотворная способность топлива;

λ — коэффициент теплопроводности газовой смеси;

c — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении.

Здесь опять-таки возможны упрощения, если коэффициент диффузии равен коэффициенту температуропроводности, т. е.

$$D_{\text{O}} = a \left(= \frac{\lambda}{c\rho} \right). \quad (4-5)$$

В смесях, состоящих главным образом из воздуха и газов с близкими молекулярными весами, условие (4-5) выполняется достаточно точно. Тогда уравнение (4-4) запишется в виде

$$a \left(\frac{\partial^2 e}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 e}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 e}{\partial z^2} \right) - u \frac{\partial e}{\partial x} - v \frac{\partial e}{\partial y} - w \frac{\partial e}{\partial z} = 0, \quad (4-6)$$

где

$$e \equiv \frac{m_0 H}{r} + cT.$$

Замечания, сделанные выше о переменной b^* , в равной степени относятся и к e ; последняя может рассматриваться как энтальпия газовой смеси после полного выгорания кислорода. Величина e представляет собой сохраняемое свойство (в том смысле, как это сформулировано на стр. 105). Если по-прежнему предполагать равенство коэффициентов диффузии и температуропроводности, то выражения для e в виде $\left(\frac{m_p H}{1+r} - cT\right)$ или $(m_f H + cT)$ также будут удовлетворять уравнению (4-6).

Температура и положение зоны реакции

Установлено, что при смешении струи топлива с воздухом химическая реакция (если она вообще идет) протекает в тонкой зоне (во фронте пламени), которая становится видимой благодаря голубому свечению. Общеизвестным примером является наружное пламя горелки Бунзена. Вне фронта пламени реакция практически отсутствует. Это объясняется тем, что выделяющееся при горении тепло приводит к повышению температуры и ускорению реакции; поэтому реакция, инициированная в горючей смеси, быстро распространяется, расходуя имеющиеся в наличии реагенты, до тех пор, пока ее скорость не будет ограничена относительно более медленным процессом переноса массы. Такие пламена называются диффузионными.

В ряде задач целесообразно рассматривать зону реакции как поверхность нулевой толщины. Это дает возможность рассчитать ее положение и температуру. В действительности зона реакции имеет конечную толщину и распространяется по обе стороны от идеализированной поверхности, вследствие чего, как будет показано ниже, она имеет более низкую температуру, чем в идеальном случае. Дополнительно температура снижается в результате потерь тепла излучением. В уравнении (4-4) радиационный теплообмен не учитывается, хотя при высоких значениях температуры пламени он может играть большую роль.

Бесконечно тонкая зона реакции характеризуется условием $m_f = m_0 = 0$. Так как топливо и кислород не проходят через зону реакции и разрывы в значениях концентрации физически невозможны (скорость диффузии не может быть бесконечно велика), то по одну сторону зоны реакции $m_f = 0$, а по другую — $m_0 = 0$.

Следовательно, так как $b^* \equiv m_j - \left(\frac{m_{O_1}}{r}\right)$, то зона реакции должна располагаться на поверхности $b^* = 0$ в общем случае, на поверхности

$$\frac{b^* - b_2^*}{b_1^* - b_2^*} = \frac{m_{j2}}{\frac{m_{O_1}}{r} + m_{j2}},$$

где m_{O_1} — концентрация кислорода в кислородсодержащем потоке;

m_{j2} — концентрация топлива в топливосодержащем потоке.

Например, если струя чистого топлива смешивается сгорает в струе чистого кислорода, пламя образуется на поверхности постоянного состава, соответствующей значению $r/(1+r)$, где r — стехиометрическое отношение, т. е. количество кислорода, необходимое для сгорания единиц количества топлива.

Положение диффузионного фронта пламени (если он существует) определяется, таким образом, условиями смешения и составом топливной и кислородной струй, а не химическими факторами. Природа химической реакции однако, как это будет показано в главе 5, имеет значение при определении возможности самого существования диффузионного пламени. Если диффузионное пламя в целом или его часть не могут существовать, то происходит взаимная диффузия топлива и кислорода. В этом случае возможно появление пламен однородных смесей разного состава в области, расположенной по течению ниже, чем зона, в которой может образоваться диффузионное пламя. Такие пламена всегда имеют недостаток топлива или кислорода для полного сгорания.

Температуру идеализированной зоны реакции можно найти из следующих соображений: перемещенные b^* и (определение которых дано выше) в одном и том же потоке удовлетворяют идентичным дифференциальным уравнениям с одинаковыми граничными условиями. Следовательно, обобщенные переменные $(b^* - b_1^*)/(b_1^* - b_2^*)$ и $(e - e_1)/(e_1 - e_2)$ в любой точке должны иметь равные значения (предполагается, что $D = a$). В частности, в зоне реакции

$$\frac{b_r^* - b_2^*}{b_1^* - b_2^*} = \frac{m_{j2}}{\frac{m_{O_1}}{r} + m_{j2}} = \frac{e_r - e_2}{e_1 - e_2} = \frac{cT_r - cT_2}{cT_1 + \frac{H}{r} m_{O_1} - cT_2}, \quad (4)$$

где индекс r относится к зоне реакции, а индексы 1 и 2 — к топливной и кислородной струям соответственно. Предполагается, что первоначально в струе топлива нет кислорода, а в струе кислорода нет топлива. Нетрудно вывести формулу и для более общего случая. Из уравнения (4-7) получим:

$$cT_r = \frac{m_{f2}H + cT_1 \frac{rm_{f2}}{m_{O1}} + cT_2}{1 + \frac{rm_{f2}}{m_{O1}}} \quad (4-8)$$

В этом уравнении принимается, что удельная теплоемкость c не зависит от состава газа и температуры (берется среднее значение теплоемкости). Более точный расчет имеет смысл лишь в редких случаях, так как предположение $D = a$ уже является приближенным. Аналогичное допущение необходимо сделать и для изменения H в зависимости от температуры.

Интересно отметить, что адиабатическая температура горения стехиометрической смеси топливо- и кислородсодержащих газов, рассчитанная с теми же допущениями, совпадает с температурой T_r по уравнению (4-8). Таким образом, несмотря на большое различие в других характеристиках, максимальная температура в диффузионном пламени близка к температуре пламени, распространяющегося в стехиометрической смеси тех же газов.

Экспериментальные данные по диффузионным пламенам

Первое исследование диффузионных пламен было проведено Бурке и Шуманом (Burke and Schumann, 1928), которые, рассматривая топливо как «отрицательный кислород», рассчитали в хорошем согласии с экспериментом форму пламени для параллельных ламинарных струй одинаковой скорости. Так как обе струи имеют равные скорости, то проблема сводится к нестационарной двухразмерной диффузии в последовательно расположенных плоскостях, перпендикулярных направлению потока и соответствующих последовательным промежуткам времени. Исследование подтвердило справедливость теоретического решения, показывающего, в частности, что положение фронта пламени определяется скорее физическими, чем химическими факторами. Было установлено, что для заданной

пары газов высота пламени пропорциональна скорости потока и квадрату диаметра струи.

Этот результат нетрудно получить из анализа размеров постей. Высота пламени должна быть пропорциональной скорости потока и времени диффузии (до заданного состояния):

$$h \propto Ut;$$

время диффузии пропорционально квадрату линейного размера (в направлении диффузии), деленному на коэффициент диффузии, т. е.

$$t \propto \frac{d^2}{D},$$

так что

$$h \propto \frac{Ud^2}{D}.$$

Следовательно, при постоянном объемном расходе высота пламени не зависит от диаметра струи.

Аналогичные эксперименты были проведены Баром (Baag, 1949) с сжижаемыми газами (в основном смесь бутана и пропана) и воздухом при уменьшенных концентрациях кислорода и различных скоростях движения топлива и воздуха, так что конвективный перенос оказывал влияние на положение фронта пламени. Хотя расчеты, проведенные исходя из двухмерной модели диффузии, следует рассматривать лишь как приближенные, основной результат состоит в том, что высота пламени возрастает при уменьшении концентрации кислорода в окислителе. Это можно было ожидать, так как величина

$$\frac{m_{f2}}{\frac{m_{O1}}{r} + m_{f2}},$$

которая, как мы видели, характеризует положение фронта пламени, стремится к единице по мере уменьшения m_{O1} , т. е. пламя смещается к той стороне зоны смешения, через которую поступает окислитель.

Ламинарные диффузионные пламена, образующиеся при втекании струи топлива в неподвижный воздух, изучались Хоггелем и Гаусорном (Hottel and Hawthorne, 1948) и Водем, Гезли и Каппом (Wohl, Gazley and Kapp, 1948).

В этом случае конвекция также оказывала влияние на процесс. Это влияние, однако, не учитывалось в теоретическом анализе, в результате которого предложена формула, определяющая время t достижения топливом вершины пламени. В принятых обозначениях эта формула имеет вид

$$\frac{tD}{16d^2} = \frac{1}{\ln \left(1 + \frac{b_r^* - b_1^*}{b_2^* - b_1^*} \right)}, \quad (4-9)$$

где $b^* \equiv m_j - \frac{m_O}{r}$;

индекс r относится к зоне реакции;

d — диаметр струи топлива.

Высота пламени, следовательно, является некоторой функцией от $tD/16d^2$, но форма пламени остается неизвестной и, вероятно, зависит от естественной конвекции и распределения температуры во фронте пламени.

Те же авторы обнаружили, что при возрастании скорости потока пламя турбулизируется, после чего прекращается дальнейшее увеличение его высоты. По данным Хоттеля и Гаусорна, этот переход совершается при значениях критерия Рейнольдса (рассчитанного по условиям в струе холодного горючего газа) между 1000 и 10000. Не удается, однако, установить универсальной зависимости, так как вязкость газов сильно возрастает с увеличением температуры и, следовательно, высокотемпературные пламена турбулизируются труднее, чем низкотемпературные. Форма поверхности зоны реакции также оказывает влияние на значение критического числа Рейнольдса.

Турбулентный режим изучался Гаусорном, Ведделем и Хоттелем (Hawthorne, Weddell and Hottel, 1948). Установлено, что высота пламени пропорциональна диаметру сопла и не зависит от скорости струи. Этот результат согласуется с данными по тепло- и массообмену в струях при отсутствии горения (см. стр. 73). Более неожиданным является, однако, то обстоятельство, что, как показал газовый анализ, высота видимого фронта пламени более чем на 50% превосходит высоту поверхности стехиометрического состава смеси.

Найдено, что зависимость обобщенной концентрации на оси $(b^* - b_1^*)/(b_2^* - b_1^*)$ от расстояния $(x - s)$ до уровня, где

начинается турбулизация пламени, может быть выражена приближенным соотношением

$$\frac{b_2^* - b_1^*}{b^* - b_1^*} = K \left(\frac{x - s}{d} \right) + C, \quad (4-10)$$

где d — диаметр сопла;

K и C — константы (для данного топлива и сопла): K изменяется в пределах от 0,020 до 0,060, C — от 0,79 до 0,03.

Руден (Ruden, 1933) для теплообмена в аналогичной воздушной струе получил соответственно значения 0,171 и 0,241. Более низкие значения K для пламени означают, что смешение в них протекает в 8—3 раза медленнее, чем в струе воздуха. Это различие вызвано, вероятно, естественной конвекцией, возрастанием вязкости и большими изменениями плотности, сопровождающими процесс горения.

Отличие между положением вершины видимого пламени

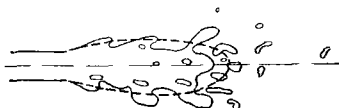


Рис. 4-1. Мгновенная и осредненная концентрационные поверхности в турбулентной струе.

и точкой, в которой средняя концентрация на оси соответствует стехиометрическому составу смеси, указывает на различие в структуре поверхностей смешения для турбулентных и ламинарных струй. Если бы можно было изобразить мгновенную картину концентрационных поверхностей в турбулентной струе, то она имела бы не столь симметричную форму, как например, на рис. 3-6, а своими извилинами и разрывами напоминала бы карту пересеченной местности. Поверхность, соответствующая некоторому составу газа, может иметь, например, форму, показанную на рис. 4-1. Определение мгновенного положения концентрационных поверхностей связано обычно с серьезными трудностями, и поэтому в большинстве исследований полей смешения производится измерение среднего по времени состава и соответственно наносится осредненное положение поверхностей. Последнее показано на рис. 4-1 пунктир-

ной линией. Таким образом острова и полуострова определенного состава находятся по обе стороны осредняющей поверхности.

Как мы видели, зона реакции формируется на определенной поверхности; мгновенная картина горения в турбулентной газовой струе показывает, что следует ожидать сложной формы этой поверхности (рис. 4-2). Такого рода пламена излучают, однако, столь интенсивно, что видима глазом поверхность пламени представляет собой оболочку того объема, в котором хотя бы кратковременно находится островки пламени. По данным Гаусорна, Веддела и Хоттеля (Hawthorne, Weddell and Hottel, 1948) видимая оболочка соответствует поверхности, на которой полнота

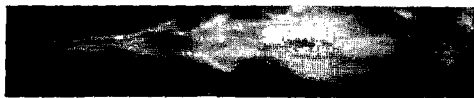


Рис. 4-2. Турбулентное диффузионное пламя (Воль, Гезля и Капп).

горения (по анализу проб газа, отобранных за конечный промежуток времени) приблизительно равна 99%.

Таким образом, хотя в струе одновременно происходит крупномасштабное и мелкомасштабное перемешивание, но времени для выравнивания местных неоднородностей (посредством микротурбулентности и молекулярной диффузии) недостаточно для получения совершенного смешения. Гаусори, Веддел и Хоттель рассматривают эту проблему с точки зрения статистической теории турбулентности и вводят понятие «неполноты смешения», характеризующее локальную неоднородность. Дальнейшее развитие теории дано в работе Ричардсона, Говарда и Смита (Richardson, Howard and Smith, 1953). Мы еще вернемся к этому вопросу, когда будем рассматривать горение факелов жидкого топлива (см. стр. 181).

Исследование турбулентных диффузионных пламен, представляющее интерес и в настоящее время, было выполнено Руммелем (Rummel, 1937), который определял положение поверхностей смешения в пламени газовых мартеновских печей в зависимости от конфигурации впускных каналов. Наиболее важные результаты, полученные Румме-

лем, состоят в том, что длина зоны смешения существенно сокращается, если струи газа и воздуха движутся не параллельно, а соударяются под некоторым углом (вплоть до 90°), и что эта длина наоборот, увеличивается, если выполнить широкие перемычки между отверстиями для подачи воздуха и газа. Аналогичная работа была проведена Саван, Кунуги и Джинно (Sawai, Kunugi and Jinno, 1953). Обширный обзор работ, посвященных этому вопросу, выполнен Хоттелем (Hottel, 1953).

Тринг и Ньюбай (Thring and Newby, 1953) использовали теорию турбулентных струй для расчета смешения в условиях промышленных топков (ограниченное количество воздуха, наличие стенок, изменение температуры при горении, различие в плотности вытекающей жидкости и окружающей среды). Теория получила качественное и частично количественное подтверждение при сравнении с процессом смешения в экспериментальной топке Объединенного комитета по радиации пламен (Flame Radiation Joint Committee)¹ и в изотермической модели, выполненной в 1/4 натуральной величины.

Тринг и Ньюбай установили, что, если плотность видимого газа ρ_f отличается от плотности среды ρ_g , то обычные уравнения струи сохраняют свою силу при условии замены действительного диаметра сопла d эффективным диаметром d' , где

$$d' = d \sqrt{\frac{\rho_f}{\rho_g}}. \quad (4.14)$$

Следовательно, если $\rho_f > \rho_g$, то процесс перемешивания затягивается, так как в этом случае скорости и концентрации зависят от x/d' , а не от x/d , где x — осевое расстояние от сопла. Иными словами, чем больше плотность газа, вытекающего с заданной скоростью из сопла, тем дальше проникает струя.

Приведенное выше уравнение применимо для осесимметричных струй. Если газ вытекает из длинной щели ширины d так, что процесс смешения протекает как двумерный, то эффективная ширина щели равна $d' = d \frac{\rho_f}{\rho_g}$.

¹ Сообщения о работах, проведенных по заданиям этого комитета, опубликованы Институтом топлива (Institute of Fuel, 1951, 1952, 1953).

Когда топливо инжектируется потоком пара или воздуха, затруднительно определить значение ρ_f . В этом случае, по Трингу и Ньюбаю, эффективный диаметр равен:

$$d' = 2 \frac{m_f}{\sqrt{\rho_g \pi G_f}}, \quad (4-12)$$

где m_f — массовый расход инжектирующей жидкости, г/сек;
 G_f — секундное количество движения этой жидкости в динах.

Для двумерного течения эффективная ширина щели запишется в виде

$$d' = m'_f / \sqrt{\rho_g G'_f},$$

где m'_f и G'_f — соответственно расход и количество движения на единицу длины щели.

На рис. 4-3, заимствованном из работы Тринга и Ньюбая, показано влияние ограничений в подводе окружающую струю газа на характер течения. При малом расходе (рис. 4-3,а) этот газ быстро подсасывается в струю и, следовательно, возникает циркуляция газов. Если подвод окружающую струю газа увеличивается (рис. 4-3,б и в), то циркуляция газа в конце концов прекращается.

Поступление циркулирующего газа в струю начинается на расстоянии x_1 , которое приблизительно определяется соотношением

$$\frac{x_1}{d'} \approx 2,5 \frac{m_a + m_f}{m_f}, \quad (4-13)$$

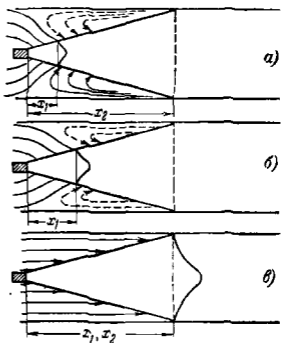


Рис. 4-3. Обратные токи при смешении струй (Тринг и Ньюбай).

где m_a и m_f — соответственно массовые расходы воздуха и газа, вытекающего из сопла. При этом предполагается, что x_1 не больше, чем x_2 , где x_2 — расстояния по оси до сечения, в котором струя встречается со стенкой. Приближенно

$x_2 = 2,25d_c$, где d_c — диаметр камеры, в которую втекает струя. Таким образом, в случаях *a* и *б* рис. 4-3 $x_1 < x_2$; в случае *в* $x_1 > x_2$. На рис. 4-4 показано изменение концентрации по оси струи в виде зависимости отношения

$$\frac{b_2^* - b_1^*}{b^* - b_1^*} \quad (4-14)$$

от x для трех указанных случаев. Сплошная линия соответствует свободной струе, вытекающей в неограниченную

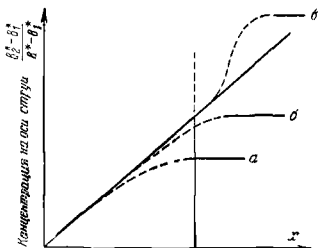


Рис. 4-4. Распределение концентраций по оси струй, схемы которых показаны на рис. 4-3.

атмосферу. Кривые асимптотически приближаются к значениям, соответствующим полному перемешиванию газа, вытекающего из сопла, с воздухом.

Выводы

В технике почти всегда применяются турбулентные диффузионные пламена, так как ламинарные пламена требуют для своего развития относительно большого пространства. В действительности, однако, расположение струй бывает более сложным, чем при лабораторных исследованиях, так что экспериментальные результаты, рассмотренные выше, нельзя применить непосредственно, например, к процессу горения в газотурбинных двигателях. Тем не менее они позволяют сделать ряд важных выводов.

Во-первых можно выявить влияние линейных размеров. В газотурбинных двигателях требуется, чтобы заданное

количество топлива сгорало в возможно более короткой камере. Рис. 4-5, а, б и в показывает, каким образом ввод топлива во многих точках сокращает необходимую длину камеры, не оказывая, в известных пределах, влияния на падение давления в камере. Предел возможного сокращения длины камеры при уменьшении линейных размеров определяется затуханием турбулентности при малых значениях числа Рейнольдса (ограничения, налагаемые кинетикой, будут рассмотрены в главе 5) и конструктивными трудностями осуществления равномерной подачи топлива во многих точках потока.

Во-вторых становится понятным, почему трудно обеспечить высокую полноту сгорания при отсутствии достаточного избытка воздуха. На рис. 4-6 обобщенные концентрационные поверхности перенумерованы 0,1; 0,2; ...; 0,9. Предположим, что расходы газа в обеих струях обеспечивают получение после полного перемешивания конечного состава, соответствующего обобщенной концентрации 0,5.

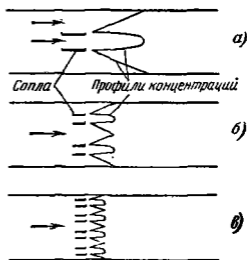


Рис. 4-5. Влияние числа струй на длину участка перемешивания.

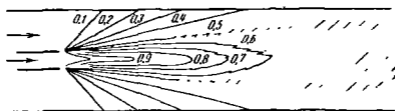


Рис. 4-6. К определению длины, необходимой для полного смешения.

Поверхность, обозначенная 0,5, будет, следовательно, расширяться вниз по потоку, заполняя в конце концов всю трубу. Поверхность, на которой располагается пламя, определяется природой топлива и концентрацией кислорода в воздухе. Предположим, что эту концентрацию можно регулировать, например, предварительным подмешиванием горючего газа к воздуху. Если подводить стехиометриче-

ское количество воздуха, то пламя расположится на поверхности 0,5; внутри этой поверхности находится топливо снаружи — воздух. Для того чтобы обеспечить полное сгорание топлива, в этом случае потребуется очень длинная труба (камера сгорания): теоретически требуется бесконечно большая длина. Если, однако, расположить пламя па поверхности 0,6, то длина существенно сократится, но в этом случае подводится избыток кислорода, что, например, в паровых котлах приведет к увеличению потерь с отходящими газами. Если же пламя расположено на поверхности 0,4, то отходящие газы содержат негоревшее

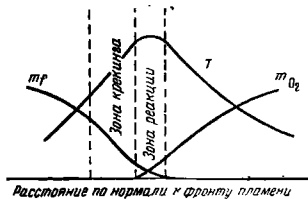


Рис. 4-7. Распределение температур и концентраций в диффузионном пламени.

топливо, что является более существенным недостатком с точки зрения эффективности процесса. Таким образом, при небольшом избытке воздуха пламя неизбежно имеет большую длину. К счастью, в области газотурбинной техники эти затруднения не возникают в связи с наличием в двигателях этого типа большого избытка воздуха, за исключением первичной зоны жаровой трубы, где для обеспечения стабильности горения требуется высокая средняя температура. Вместе с тем поле температур в потоке газа, поступающего в турбину, должно быть по возможности равномерным, что определяет необходимость хорошего перемешивания продуктов сгорания с холодным воздухом.

Характерной особенностью углеводородных диффузионных пламен является их желтый цвет, который можно объяснить из рассмотрения рис. 4-7. Топливо подводится к зоне реакции с одной стороны, кислород — с другой. Таким образом, со стороны топлива перед зоной реакции имеется область, в которой газ при отсутствии кислорода содержит топливо, подвергающееся действию высокой температуры. В этих условиях возникает возможность

крекинга и полимеризации углеводородных молекул с образованием, с одной стороны, более легких молекул, а с другой — частиц углерода или смолистых веществ. Эти частицы при высокой температуре излучают характерный ярко-желтый свет, который часто затрудняет наблюдение голубого излучения собственно зоны реакции.

Размер углеродных частиц зависит от времени их роста, состава и концентрации топлива и температуры пламени. Время роста частиц увеличивается пропорционально линейным размерам струи так, что большие пламена имеют обычно более желтую окраску и дают более интенсивное дымообразование по сравнению с пламенами меньших размеров. Углеродные частицы больших размеров излучают много тепла. Например, ламинарное диффузионное пламя при естественной конвекции имеет у основания желтую окраску, а у вершины оранжевую или красную. Это обычно объясняется тем, что углеродная частица теряет радиацией много тепла. Когда частица проходит через зону реакции в ту область, где имеется достаточно кислорода для сгорания, ее температура настолько низка что сгорание становится невозможным; в результате образуется дым. Очевидным средством снижения дымления является уменьшение времени образования углеродных частиц организацией горения в турбулентных струях небольших размеров и экранированием пламени отражающей поверхностью (например, горячая жаростойкая рубашка камеры сгорания).

2. СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА

По-видимому, Нуссельт (Nusselt, 1916) первый указал на то, что скорость горения твердого топлива в значительной степени определяется скоростью подвода кислорода к его поверхности и что этот процесс аналогичен другим случаям переноса. Экспериментальные работы, подтвердившие гипотезу Нуссельта, были выполнены многочисленными исследователями, из которых следует отметить Хоттеля с сотрудниками (Tu, Davis and Hottel 1934, Parker and Hottel, 1936, Hottel and Stuart, 1940) в США и Предводителя с сотрудниками (Предводителив 1940, Цуханова, 1939, Гольденберг, 1951) в СССР; им принадлежит также дальнейшее развитие теории. По этому вопросу в настоящее время имеется обширная литература на многих языках, и критический обзор этой литературы был бы очень желателен. Здесь, однако, вследствие недостатка места и специфичности вопроса не представляется возмож-

ным привести такой обзор. Вместо этого мы дадим теоретическое рассмотрение проблемы горения твердого топлива с той же точки зрения, с которой рассматривали массообмен при отсутствии химических реакций. Цель данного рассмотрения состоит в том, чтобы выяснить сущность процесса, а также систематизировать и облегчить расчет скорости горения, состава и температуры газов. Новизна теории состоит только в ее форме; основные результаты были получены еще Нуссельтом.

Последующие авторы вслед за Нуссельтом рассматривали в качестве движущей силы массообмена разность парциальных давлений кислорода в потоке газа и на поверхности топлива. Предпочтительнее, однако, для общности ввести вместо этой разности соответствующий параметр переноса, с помощью которого можно рассчитать скорость массообмена. Ранее автор (Spalding, 1953, предложил методику выбора переменных, удовлетворяющих, несмотря на наличие реакций, уравнениям (3-39) (3-40) главы 3. Эта методика надежна, но сложна. Здесь мы выведем параметр переноса непосредственно из теоремы, данной на стр. 94, и ее следствий. Далее рассмотрим ряд случаев горения твердого топлива, имеющих важное практическое значение.

Параметр переноса

В ходе химических реакций происходит обмен связями между атомами, но атомы не исчезают; весовое содержание данного элемента в смеси при химической реакции остается неизменным. Весовое содержание данного элемента является, следовательно, сохраняемым свойством [см. уравнение (3-76)], и к нему можно применять теорему о параметре переноса. Поясним это положение на примере горения твердого углерода в газовом потоке, содержащем O_2 , CO_2 , CO , H_2O и N_2 . В рассматриваемой системе переносимым веществом является углерод, так как ни один из газов не проходит через поверхность раздела фаз. Необходимо исследовать природу движущей силы, определяющей скорость перехода углерода в газовый поток. Проще всего это сделать, воспользовавшись п. «10», стр. 106.

Сохраняемыми свойствами P , которые могут быть подставлены в соотношение

$$B = \frac{P_g - P_s}{P_s - P_l}$$

[где индексы g , s и j относятся к газовому потоку, поверхности углерода и переносимому веществу (углероду) соответственно], являются:

содержание атомарного кислорода

$$P^O = m_{O_2} + \frac{32}{44} m_{CO_2} + \frac{16}{28} m_{CO} + \frac{16}{18} m_{H_2O}, \quad (4-16)$$

для которого

$$P_j^O = 0;$$

содержание атомарного водорода

$$P^H = m_{H_2} + \frac{2}{18} m_{H_2O}, \quad (4-17)$$

для которого

$$P_j^H = 0,$$

или содержание атомарного углерода

$$P^C = \frac{12}{44} m_{CO_2} + \frac{12}{28} m_{CO}, \quad (4-18)$$

для которого

$$P_j^C = 1.$$

Численные коэффициенты следуют непосредственно из атомных и молекулярных весов. Если необходимо принять во внимание другие компоненты или радикалы, например, OH, NO, H, то могут быть составлены дополнительные выражения для P .

Для вычисления значения B из уравнения (4-15) необходимо, очевидно, знать P_g и P_s . Если P_g определяется по составу газа в потоке, который обычно задается при постановке задачи, то для отыскания P_s требуются дополнительные данные. Состав газа на поверхности топлива может быть вычислен из уравнений, связывающих, с одной стороны, концентрацию реагентов со скоростью химической реакции и, с другой, скорость реакции со скоростью отвода массы от поверхности топлива в газовый поток. Такая методика рассматривается в главе 5, стр. 264. Не говоря уже о ее сложности, часто оказывается недостаточно данных о химических константах, входящих в уравнения. Эти трудности, однако, отпадают, когда температура по-

верхности топлива очень высока, например больше 1500°K . В этом случае, как известно, скорости химических реакций очень велики и можно принять, что содержание кислорода, двуокиси углерода и пара в слое газа, прилегающем к поверхности топлива, пренебрежимо мало. Однако даже в этом случае ни одно из указанных выше сохраняемых свойств непригодно непосредственно для определения B , так как в любое из них входит или m_{CO_2} , или $m_{\text{H}_2\text{O}}$. Исключив m_{CO} из выражений для P^O и P^C , можно получить сохраняемое свойство, не содержащее ни m_{CO} , ни m_{H_2} :

$$\frac{12}{16} P^O - P^C = \frac{12}{16} m_{\text{O}_2} + \frac{12}{44} m_{\text{CO}_2} + \frac{12}{18} m_{\text{H}_2\text{O}}. \quad (4-19)$$

Так как это выражение является комбинацией сохраняемых свойств, то оно само представляет собой сохраняемое свойство. Заметим, что

$$\frac{12}{16} P_f^O - P_f^C = -1.$$

Кроме того, при высокой температуре поверхности

$$\frac{12}{16} P_s^O - P_s^C = 0.$$

Следовательно, в этом случае можно получить параметр переноса, содержащий концентрации только в газовом потоке, а именно:

$$B = \frac{12}{16} m_{\text{O}_2g} + \frac{12}{44} m_{\text{CO}_2g} + \frac{12}{18} m_{\text{H}_2\text{O}g}. \quad (4-20)$$

Как видим, параметр переноса существенно положителен, что соответствует переносу массы от твердого тела в газ. В частном случае горения в чистом воздухе, когда $m_{\text{O}_2g} = 0,232$, $m_{\text{CO}_2g} = 0$, $m_{\text{H}_2\text{O}g} = 0$, численное значение B равно 0,174. Тогда скорость горения углерода, отделенного от неограниченного объема воздуха неподвижным пограничным слоем газа толщиной δ см, по уравнению (3-43) будет равна:

$$m'' = \frac{D_{\text{O}_2g}}{\delta} \ln 1,174 = 0,160 \frac{D_{\text{O}_2g}}{\delta}, \quad (4-21)$$

где m'' — удельный расход углерода, $\text{г/см}^2 \cdot \text{сек}$;

D_{O_2} — среднее значение коэффициента диффузии кислорода в воздух, $см^2 \cdot сек$;

ρ — среднее значение плотности воздуха, $г/см^3$.

Из этого выражения непосредственно видно, что основная неточность расчета скорости горения определяется необходимостью предполагать для сохранения математической простоты и общности, что произведение D на ρ остается неизменным. На самом деле и D , и ρ существенным образом зависят от температуры, которая в области, примыкающей к поверхности горения, изменяется очень сильно. Если не вводить температурную зависимость в уравнения и не искать точного решения, то единственная возможность состоит в надлежащем выборе среднего значения произведения $D\rho$, причем необходима известная осторожность в оценке полученного результата¹.

Полезно сравнить уравнение (4-21) с уравнением, которое можно вывести, исходя из принятого еще Нуссельтом (Nusselt, 1916) предположения, что скорость горения углерода пропорциональна разности парциальных давлений кислорода в объеме и на поверхности. При этом предположении уравнение для скорости горения с образованием окиси углерода примет вид

$$\begin{aligned} m'' &= \frac{12}{16} \frac{D_{O_2}}{R_{O_2} T} (p_{O_{2g}} - p_{O_{2s}}) = \\ &= \frac{12}{16} \frac{D_{O_2} \rho}{\delta} \cdot 0,21 \frac{32}{29} = 0,174 \frac{D_{O_2} \rho}{\delta}, \end{aligned} \quad (4-22)$$

($p_{O_{2g}}$ принято равным нулю, парциальное давление кислорода в воздухе составляет 0,21 *ата* и отношение молекулярных весов O_2 и воздуха равно 32/29).

Различие между уравнениями (4-21) и (4-22) в этом простом примере незначительно, если еще учесть неточность, вносимую пренебрежением температурной зависимостью D и ρ . Это объясняется главным образом тем, что параметр переноса для твердых топлив мал и поэтому значения B и $\ln(1+B)$ близки друг к другу. Приведенное приближенное решение, следовательно, не противоречит общепринятому, а скорее обобщает его и дает возможность провести расчет в сложных случаях, когда другие методы оказываются слишком громоздкими.

¹ Фей (Fay, 1954) разработал метод, с помощью которого при определенных условиях может быть учтено изменение температуры.

Пример 4-1. Газ, содержащий по весу 20% O_2 , 2% CO_2 , 5% H_2O и 73% N_2 , течет по трубе из раскаленного углерода. Массовый расход газа равен 100 г/сек, течение турбулентное и перепад давления равен двум скоростным напорам, рассчитанным по средней скорости. Определить массу сгорающего в секунду углерода.

Решение. Так как углерод сильно разогрет, то для параметра переноса можно применить уравнение (4-20). На входе $B = B_1$, где

$$B_1 = \frac{12}{18} \cdot 0,20 + \frac{12}{44} \cdot 0,02 + \frac{12}{18} \cdot 0,05 = 0,188.$$

Применяя модификацию Чилтон-Кольбарна аналогии Рейнольдса, выраженную уравнением (3-59), пользуясь табл. 3-2, принимая $\frac{\nu}{D} = 0,71$ (что можно считать достаточно обоснованным значением) и учитывая, что падение давления равно двум скоростным напорам, получим:

$$\ln \ln(1 + B_1) - \ln \ln(1 + B_2) = \frac{1}{2} (0,71)^{-2/3} 2 = 1,25.$$

Подставляя $B_1 = 0,188$, найдем $B_2 = 0,048$.

Согласно п. „e“ стр. 105 масса переносимого вещества, которая при смешении с единицей массы жидкости с параметром переноса B_1 образует смесь с параметром переноса B_2 , равна:

$$\frac{B_1 - B_2}{1 + B_2}.$$

Тогда масса углерода, поступающего в единицу массы исходного газа, равна:

$$\frac{0,188 - 0,048}{1,048} = 0,134.$$

Следовательно, масса углерода, сгорающего в секунду составляет $0,134 \cdot 100 = 13,4$ г/сек.

Состав газа на поверхности (п. „к“, стр. 106) может быть использован для вычисления состава газа на поверхности топлива. Рассматривая случай высоких температур поверхности, получим из уравнения (4-17) выражение для концентрации водорода на поверхности:

$$m_{H_2s} = \frac{2}{18} \frac{m_{H_2Og}}{1 + B}, \quad (4-23)$$

где B дается уравнением (4-20) и выполнены подстановки

$$m_{H_2g} = m_{H_2Os} = P_f^H = 0.$$

Аналогично можно получить выражение для концентрации азота:

$$m_{N_2s} = \frac{m_{N_2g}}{1+B} \quad (4-24)$$

Уравнения (4-23) и (4-24) справедливы в том случае, когда коэффициенты диффузии всех газов, концентрации которых входят в уравнения, равны между собой. Хотя это предположение никогда не выполняется полностью, но для большинства газов оно вполне обосновано. Водород, однако, значительно легче других газов и имеет соответственно значительно больший коэффициент диффузии. Уравнение (4-23) поэтому дает, по-видимому, завышенное значение концентрации водорода на поверхности; в действительности m_{H_2s} должно быть меньше, так как D_{H_2} больше. В турбулентном потоке все газы, конечно, имеют одинаковое эффективное значение коэффициента диффузии, так что теория в этом случае должна быть очень близка к истине.

Пример 4-2. Определить состав газа на поверхности углерода в примере 4-1.

Решение. В состав газа входят CO , H_2 и N_2 . Применяя следствие п. „к“ соответственно к сохраняемым свойствам

$$\frac{12}{28} m_{CO} + \frac{12}{44} m_{CO_2}; \quad m_{H_2} + \frac{2}{18} m_{H_2O}; \quad m_{N_2}$$

и полагая

$$m_{COg} = m_{H_2Og} = 0,$$

получим:

$$\frac{12}{28} m_{COs} = \frac{\frac{12}{44} \cdot 0,02 + B}{1+B},$$

так что

$$m_{COs} = 0,380,$$

$$m_{H_2s} = \frac{\frac{2}{18} \cdot 0,05 + 0}{1+B} = 0,005,$$

$$m_{N_2s} = \frac{0,73 + 0}{1+B} = 0,615.$$

Таким образом, на поверхности газ имеет следующий весовой состав: 38% CO , 0,5% H_2 и 61,5% N_2 . Состав газа остается постоянным вдоль трубы при условии, конечно, что выполняется предпосылка

$$m_{O_2s} = m_{CO_2s} = m_{H_2O_s} = 0.$$

Состав газа вблизи поверхности. Следует подчеркнуть, что при выводе выражения для B не было сделано никаких предположений о том, как распределяется кислород между окисью углерода и углекислотой в любой точке, кроме поверхности топлива. В рассмотренном примере осталось не выясненным, в каком виде выходит углерод из трубы: в виде окиси углерода или углекислоты. Расход углерода от этого не зависит. Также осталось неопределенным относительное количество кислорода, вступившего в соединение с углеродом и водородом.

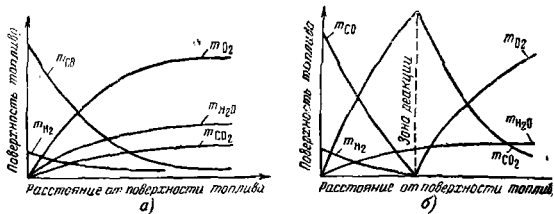


Рис. 4-8. Распределение концентраций в газе у поверхности углерода при высокотемпературном режиме.

а — при отсутствии реакций в газовой фазе; б — при наличии реакций в газовой фазе

На рис. 4-8, а и б представлены возможные распределения состава газа вблизи поверхности углерода. Рис. 4-8, а соответствует отсутствию реакций в газовой фазе: O_2 , CO_2 и H_2O диффундируют к поверхности углерода, на которой образуются CO и H_2 , диффундирующие в свою очередь в обратном направлении. Рис. 4-8, б соответствует наличию вблизи поверхности топлива зоны реакции: с одной стороны к ней диффундирует O_2 , с другой — CO ; образовавшаяся в зоне реакции CO_2 диффундирует как к поверхности углерода, где она реагирует в CO , так и обратно в газовый поток; водород, образующийся на поверхности углерода, вновь окисляется в зоне реакции. Поскольку здесь рассматриваются только условия массообмена, то может существовать множество распределений, подобных показанным на рис. 4-8, не оказывающих влияния на скорость переноса массы, за исключением косвенного — через изменение вязкости и т. п. Существование в ряде случаев зоны реакции подтверждается наличием голубого ореола вокруг горящего углерода и тем, что обычно CO не обнару-

живается в газовом потоке до тех пор, пока не будет израсходована большая часть кислорода. Протекание реакции в газовой фазе может быть предотвращено, например, добавлением в газ ингибитора, как это было осуществлено в исследованиях Артура, Бенгама и Бауринга (Arthur, Bangham and Bowring, 1949) и Мертенса и Геллинкса (Mertens and Hellinckx, 1949).

Отрицание возможности существования составов газа, соответствующих как случаю *a*, так и случаю *b* на рис. 4-8, явилось причиной многочисленных и сложных обсуждений вопроса о том, что является «первичным» продуктом горения — окись углерода или углекислота. Действительно, для случая, когда углерод имеет умеренную температуру и его реакционная способность по отношению к кислороду и углекислоте невысока и неодинакова, механизм горения еще не установлен. При высоких же температурах поверхности рассмотренный выше метод расчета скорости горения следует считать обоснованным. По всей вероятности, такой механизм процесса следует принять в качестве нормального и изучать отклонения от него при реальном течении процесса в различных условиях.

Пример 4-3. Определить состав газа, выходящего из трубы в условиях примера 4-1.

Решение. Единственного решения этой задачи не существует. Наиболее обосновано предположение (определяющее возможность решения), что отходящие газы находятся в термодинамическом равновесии. Здесь мы просто предположим, что отсутствует свободный водород и что одновременное содержание в газах кислорода и окиси углерода невозможно.

Концентрацию пара на выходе найдем на основании п. „з“ (стр. 106) и уравнения (4-17), которое дает

$$\frac{m_{\text{H}_2\text{O}}}{1,048} = \frac{0,05}{1,188},$$

т. е.

$$m_{\text{H}_2\text{O}} = 0,044.$$

Если есть избыток кислорода, то в отходящих газах отсутствует CO. Тогда из баланса углерода [п. „ж“ и уравнение (4-18)] получим:

$$\frac{\frac{12}{44} m_{\text{CO}_2}}{1,048} = \frac{\frac{12}{44} \cdot 0,02}{1,188} + \frac{0,188 - 0,048}{1,188 \cdot 1,048} \cdot 1,$$

так что

$$m_{\text{CO}_2} = 0,449.$$

Из баланса кислорода [п. 3^а и уравнение (4-16)] имеем:

$$\frac{m_{O_2} + \frac{32}{44} \cdot 0,419}{1,048} + \frac{16}{18} \cdot 0,044 =$$

$$0,21 + \frac{32}{44} \cdot 0,02 + \frac{16}{18} \cdot 0,05$$

$$= \frac{\quad}{1,188};$$

тогда

$$m_{O_2} = -0,137.$$

Отрицательный знак указывает, что предположение об избытке кислорода неправильно. Поэтому предположим теперь, что пет избыточного кислорода и соответственно в отходящих газах содержится CO. Из баланса кислорода получим:

$$\frac{\frac{32}{44} \cdot m_{CO_2} + \frac{16}{28} \cdot m_{CO} + \frac{16}{18} \cdot 0,044}{1,048} =$$

$$0,20 + \frac{32}{44} \cdot 0,02 + \frac{16}{18} \cdot 0,05$$

$$= \frac{\quad}{1,188}$$

тогда

$$\frac{2}{44} m_{CO_2} + \frac{1}{28} m_{CO} = 0,01185,$$

в то время как из баланса углерода

$$\frac{\frac{12}{44} m_{CO_2} + \frac{12}{28} m_{CO}}{1,048} = \frac{\frac{12}{44} \cdot 0,02}{1,188} + \frac{0,188 - 0,048}{1,188 \cdot 1,048} \cdot 1,$$

так что

$$\frac{1}{44} m_{CO_2} + \frac{1}{28} m_{CO} = 0,01022,$$

откуда

$$m_{CO_2} = 0,076; \quad m_{CO} = 0,238.$$

Таким образом, отходящие газы имеют следующий весовой состав: 4,4% H₂O, 7,6% CO₂, 23,8% CO и 64,2% N₂.

Распределение температуры. Температура в любой точке может быть рассчитана по составу газа при условии, что коэффициент температуропроводности равен коэффициенту диффузии, который предполагается одинаковым для всех газов, принимающих участие в реакции

Действительно, в этом случае состав и энтальпия смеси в любой точке определяются подмешиванием некоторой массы топлива к единице массы исходной смеси.

Таким образом, энтальпия I газовой смеси

$$I = cT - \sum h_j m_j, \quad (4-25)$$

где h_j — энтальпия образования газового компонента j из его элементов при нормальной температуре;

m_j — относительная массовая концентрация компонента j ;

c — локальное значение удельной теплоемкости при постоянном давлении (принимается $c = \text{const}$);

T — локальное значение температуры.

Энтальпии образования элементарных веществ, т. е. h_{O_2} , h_{H_2} , h_C , равны нулю по определению.

Предположим, что энтальпия и локальный параметр переноса в некоторой точке равны I_1 и B_1 , а в точке, где параметр переноса равен B_2 , должна быть энтальпия I_2 . Согласно п. „е“ мы можем преобразовать единицу массы газа в первой точке в смесь, состав которой соответствует второй точке, добавкой массы топлива, равной $(B_1 - B_2)/(1 + B_2)$. При таком смещении энтальпия, как это следует из ее определения по уравнению (4-25), сохраняется, так что из п. „ж“ получим:

$$\frac{I_1}{1 + B_1} + \frac{B_1 - B_2}{(1 + B_1)(1 + B_2)} I_f = \frac{I_2}{1 + B_2}, \quad (4-26)$$

где I_f — энтальпия топлива. Если от поверхности топлива некоторое количество тепла отводится не только теплопроводностью в поток газа, то следует заменить I_f на $I_f - Q$, где Q — потеря тепла на единицу массы сгоревшего топлива. Тогда из уравнения (4-26) имеем:

$$\frac{I_2}{1 + B_2} = \frac{I_1}{1 + B_1} + \frac{B_1 - B_2}{(1 + B_1)(1 + B_2)} (I_f - Q). \quad (4-27)$$

Уравнение (4-27) позволяет рассчитать температуру T_2 .

Условия, соответствующие поверхности топлива, получим, подставляя значение $B_2 = 0$. Полагая $B_1 = B$, где B — параметр переноса в газовом потоке, найдем:

$$I_s = \frac{I_g + B(I_f - Q)}{1 + B} \quad (4-28)$$

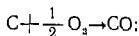
(см. п. „к“).

Последнее уравнение дает возможность рассчитать температуру поверхности, а также состав газа на поверхности, если известны условия в потоке газа. Концентрации отдельных компонентов на поверхности находятся приведенным выше методом.

Если углерод горит в воздухе, образуя окись углерода, и концентрация кислорода на поверхности очень мала, то уравнение (4-28) может быть упрощено и приведено к виду

$$c(T_g - T_s) = \frac{12}{16} (H_{CO} - lQ) m_{O_2g}, \quad (4-29)$$

где H_{CO} — стандартное значение энтальпии реакции горения



c — среднее значение удельной теплоемкости газовой смеси.

Для атмосферного воздуха ($m_{O_2g} = 0,232$, $T_g = 300^\circ K$) и пренебрегая потерями тепла, получим $T_s = 1720^\circ K$; при этой температуре скорость химических реакций высока и, предположение, что $m_{O_2s} = 0$, близко к действительности.

В связи с расчетом температуры по уравнению (4-27) необходимо сделать два замечания. Во-первых, рассчитанная таким образом температура соответствует адиабатической температуре горения, которая достигается при сгорании заранее приготовленной стехиометрической смеси топлива и газа. Так, например, температура поверхности равна температуре сгорания смеси углерода с газом при полном использовании кислорода. Это является следствием предпосылки о равенстве коэффициента температуропроводности смеси и коэффициентов диффузии. Полученные экспериментально значения температуры подтверждают эту предпосылку.

Второе замечание состоит в том, что обычно для расчета температуры в любой точке газа приходится привлекать дополнительные соображения, так как рассмотрение только массообмена недостаточно для определения состава газа. Как это видно из рис. 4-8, возможны существенные различия в составах и, следовательно, в температурах. Если бы вопрос о наличии или отсутствии реакций в газовой фазе был решен окончательно, то оценить температуру в любой точке можно бы-

то бы достаточно надежно. Однако даже в этом случае при точном расчете необходимо учитывать термодинамическое равновесие и химическую кинетику. Впрочем, если вспомнить те упрощающие предпосылки, которые мы были вынуждены сделать раньше при разработке теории, подобный учет может оказаться целесообразным лишь в редких случаях.

Пример 4-4. Полагая, что углеродная труба в примере 4-1 хорошо теплоизолирована снаружи, что на каждом участке поверхности горения выделяется столько тепла, сколько теряется радиацией, и что начальная температура газа равна 400°C , определить: а) температуру поверхности и б) температуру газа на выходе из трубы

Решение а. Из уравнений (4-25) и (4-28), подставляя $m_{\text{O}_2\text{s}} = m_{\text{CO}_2\text{s}} = -m_{\text{H}_2\text{O}s} = 0$, получим:

$$cT_s - h_{\text{CO}}m_{\text{CO}_2\text{s}} = \frac{cT_g - h_{\text{CO}_2}m_{\text{CO}_2\text{s}g} - h_{\text{H}_2\text{O}}m_{\text{H}_2\text{O}g} + BI_f}{1 + B}.$$

Из баланса углерода

$$m_{\text{CO}_2\text{s}} = \frac{23}{12} \frac{12}{44} m_{\text{CO}_2\text{s}g} + B.$$

Подставляя найденное значение $m_{\text{CO}_2\text{s}}$ и полагая $I_f = cT_s$, т. е. принимая, что топливо и продукты горения обладают одинаковой удельной теплоемкостью, получим:

$$\begin{aligned} c(T_s - T_g) &= h_{\text{CO}} \frac{28}{44} m_{\text{CO}_2\text{s}g} + \frac{23}{12} B - h_{\text{CO}_2} m_{\text{CO}_2\text{s}g} - h_{\text{H}_2\text{O}} m_{\text{H}_2\text{O}g} = \\ &= h_{\text{CO}} \frac{56}{44} m_{\text{CO}_2\text{s}g} + \frac{23}{16} m_{\text{O}_2\text{s}g} + \frac{28}{18} m_{\text{H}_2\text{O}g} - h_{\text{CO}_2} m_{\text{CO}_2\text{s}g} - h_{\text{H}_2\text{O}} m_{\text{H}_2\text{O}g}. \end{aligned}$$

По опубликованным данным (например, Spiers, 1950, стр. 457)

$$\left. \begin{aligned} h_{\text{CO}} &= 943 \text{ кал/г CO,} \\ h_{\text{CO}_2} &= 2140 \text{ кал/г CO}_2, \\ h_{\text{H}_2\text{O}} &= 3210 \text{ кал/г H}_2\text{O} \end{aligned} \right\} \text{ при } 0^\circ\text{C.}$$

Принимая среднее значение теплоемкости $c = 0,28$, получим:

$$\begin{aligned} T_s &= 400 + \frac{1}{0,28} \left[943 \left(\frac{56}{44} \cdot 0,02 + \frac{28}{16} \cdot 0,20 + \frac{23}{18} \cdot 0,05 \right) - \right. \\ &\left. - 2140 \cdot 0,02 - 3210 \cdot 0,05 \right] = 400 + \frac{428 - 42,8 - 160,5}{0,28} = 1200^\circ\text{C.} \end{aligned}$$

Решение б. Нетрудно рассчитать значение энтальпии I_2 на выходе из трубы. В примере 4-1 были определены значения B_1 и B_2 , так что можно применить уравнение (4-27), положив $Q = 0$ и $I_f = cT_s$.

Однако, для того чтобы найти температуру газа, необходимо располагать сведениями о его составе. Состав газа был рассчитан в примере 4-3 при некоторых произвольных допущениях.

Начальное значение энтальпии (при $c = 0,24$):

$$I_1 = cT_g - h_{\text{CO}_2} m_{\text{CO}_2g} - h_{\text{H}_2\text{O}} m_{\text{H}_2\text{O}g} = 0,24 \cdot 400 - 2110 \cdot 0,02 - 3210 \cdot 0,05 = \\ = 96 - 42,8 - 160,5 = -107,3 \text{ кал/г.}$$

Тогда из уравнения (4-27) найдем конечное значение энтальпии:

$$I_2 = \frac{-107,3 \cdot 1,048}{1,188} + \frac{0,14 \cdot 0,28 \cdot 1.200}{1,188} = 55,1 \text{ кал/г.}$$

Из примера 4-3 имеем $m_{\text{CO}_2} = 0,076$, $m_{\text{CO}} = 0,238$, $m_{\text{H}_2\text{O}} = 0,044$.

Далее по уравнению (4-25) получим:

$$cT_2 = -55,1 + 2140 \cdot 0,076 + 943 \cdot 0,238 + 3210 \cdot 0,044 = 473 \text{ кал/г.}$$

Принимая здесь $c = 0,28$, найдем $T_2 = 1690^\circ \text{C}$.

Как видим, температура газа на выходе из трубы существенно выше, чем температура поверхности топлива. Это показывает, что при дальнейшем переходе углерода в поток газа начинают протекать эндотермические реакции.

Возможность низкотемпературного режима. При расчете температуры поверхности горящего в воздухе углерода мы пренебрегали потерями тепла. Однако отвод тепла от поверхности топлива радиацией часто составляет значительную долю тепла, выделяющегося при сгорании, что приводит к снижению температуры. Температура может быть столь низка, что становится неоправданной исходная предпосылка об образовании исключительно окиси углерода. Рассмотрим случай, когда поверхность не реакционноспособна по отношению к углекислоте и водяному пару, но сохраняет реакционную способность к кислороду, достаточную, чтобы снизить его концентрацию на поверхности до нуля, причем в результате реакции образуется только углекислота.

Применяя методику, аналогичную рассмотренной выше, получим следующее выражение для параметра переноса:

$$B = \frac{12}{32} m_{\text{O}_2g} \quad (4-30)$$

Для атмосферного воздуха уравнение (4-30) дает $B = 0,087$, т. е. ровно в 2 раза меньше полученного раньше значения.

Рис. 4-9 показывает изменение состава газа, характерное для этого случая. Кислород диффундирует к поверхности, углекислота — от нее; водяной пар остается инертным.

Температура поверхности углерода также может быть определена по методике, аналогичной применявшейся выше. Найдем сначала параметр переноса, определенный из теплового баланса:

$$B = \frac{\frac{44}{32} h_{\text{CO}_2} m_{\text{O}_2g} + c(T_g - T_s)}{Q} \quad (4-31)$$

Приравняв выражения для B из (4-30) и (4-31), получим:

$$c(T_s - T_g) = \frac{12}{32} m_{\text{O}_2g} \left(\frac{44}{12} h_{\text{CO}_2} - Q \right) \quad (4-32)$$

h_{CO_2} обозначает стандартное значение энтальпии образования углекислоты, так что $\frac{44}{12} h_{\text{CO}_2}$ равно стандартной теплотворной способности углерода при его сгорании в углекислоту. Так как эта теплотворная способность в 3,5 раза больше, чем при сгорании в окись углерода, тогда как количество потребляемого кислорода больше только в 2 раза, то, очевидно, при одинаковых условиях сгорание в углекислоту определяет более высокие температуры поверхности. Падение температуры поверхности благоприятствует образованию CO_2 , что, как мы видели, приводит к повышению температуры. Следовательно, возможна некоторая средняя температура, при которой на поверхности топлива образуются одновременно CO и CO_2 .

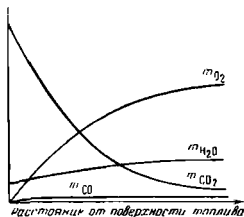


Рис. 4-9. Распределение концентраций в газе у поверхности углерода при низкотемпературном режиме.

На рис. 4-10 показаны профили концентраций для двух возможных случаев: а) при отсутствии горения CO в газовой фазе и б) при наличии горения. Кривые концентраций пара и водорода на рис. 4-10 не нанесены. В обоих случаях параметр переноса имеет одинаковое значение, так как граничные условия (состав газа в потоке и на поверхности топлива) одинаковы. Однако в этом случае определение параметров переноса, необходимых для расчета состава газа, связано с большими трудностями и требует детальных сведений о реакционной способности углерода, скорости массообмена, потерях тепла и т. д.

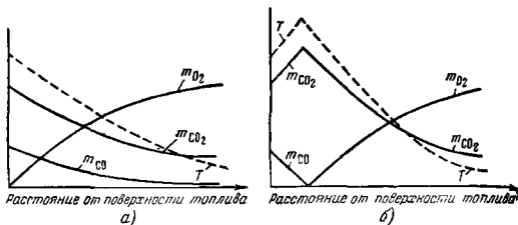


Рис. 4-10. Распределение концентраций в газе у поверхности углерода при промежуточном температурном режиме.
a — при отсутствии реакций в газовой фазе; *б* — при наличии реакций в газовой фазе.

Горение частиц топлива

Выше (стр. 83) мы вычислили «время существования» сферической частицы в безграничной неподвижной среде. Обозначив время горения частицы топлива чрез t_b , можно записать:

$$\frac{t_b D \rho_g}{d_0^2 \rho_f} = \frac{1}{8 \ln(1+B)}, \quad (4-33)$$

где ρ_f , ρ_g — плотности топлива и газа соответственно (для последнего — среднее значение);

d_0 — начальный диаметр частицы;

D — коэффициент диффузии кислорода и других, участвующих в реакции газов;

B — соответствующий параметр переноса.

На рис. 4-11 дан график зависимости времени горения частиц углерода от их начального диаметра. Принято: $\rho_f = 1,5 \text{ г/см}^3$, $D \rho_g = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ г/см} \cdot \text{сек}$. Если d_0 — в см, то

$$t_b = \frac{375 d_0^2}{\ln(1+B)} \text{ сек.} \quad (4-34)$$

Надежные измерения времени горения частиц углерода в рассматриваемых условиях отсутствуют. Однако времена горения частиц угля, определенные Орнингем (Orning, 1947, а), имеют тот же порядок величины, что и рассчитанные по уравнению (4-34), хотя они и несколько короче, что объясняется содержанием в угле летучих. Сравнение

различных данных проведено Хоттелем и Стюартом (Hottel and Stewart, 1940). Имеет место значительное расхождение в результатах, полученных в различных экспериментах; поэтому данные, представленные на рис. 4-11, следует рассматривать как ориентировочные.

Обычно сгорание частиц углерода происходит в ограниченном объеме воздуха, причем во время горения со-

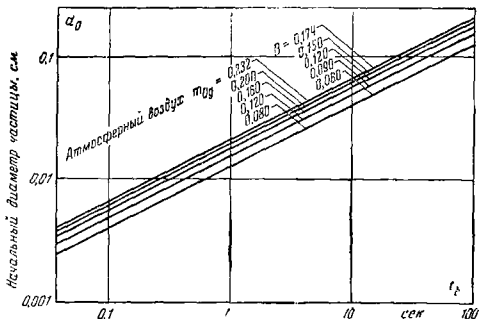


Рис. 4-11. Время горения частиц углерода.

держание кислорода в газе уменьшается, при этом параметр переноса B также уменьшается. При анализе этого случая мы встречаемся с некоторыми математическими трудностями; однако, когда величина B мала по сравнению с единицей (это имеет место при горении углерода в воздухе), становится обоснованным применение уравнения, выведенного Нуссельтом (Nusselt, 1924):

$$t_b = \frac{7.3 \cdot 10^4 \rho_f d_0^2 (1 + \varepsilon)}{T_s^{0.5} \varepsilon^{1/4}} \left[\frac{1}{2} \ln \left\{ \frac{\varepsilon^{2/3} - \varepsilon^{1/3} + 1}{(\varepsilon^{1/3} + 1)^2} \right\} + \sqrt{3} \left\{ \operatorname{tg}^{-1} \frac{2\varepsilon^{-1/3} - 1}{\sqrt{3}} + \frac{\pi}{6} \right\} \right], \quad (4-35)$$

где ε — количество избыточного воздуха, определенное как разность между массой воздуха, приходящейся на каждую частицу, и массой, необходимой для ее сгорания, отнесенная к массе частицы. Если ε стремится к нулю, то t_b стре-

мится к бесконечности. Тем не менее, как показывает опыт, частица углерода может сгореть полностью в конечное время и при нулевом избытке воздуха. Это кажущееся противоречие разрешается, если вспомнить, что при пользовании параметром переноса из уравнения (4-20) в должно быть определено для условий сгорания в CO , тогда как избыток воздуха обычно определяется для условий сгорания в CO_2 . Таким образом, если начальное значение отношения весов воздуха и топлива (состав смеси) равно Z , то количество избыточного воздуха должно быть определено как

$$\varepsilon = Z - \frac{1}{B_1}. \quad (4-36)$$

При использовании уравнения (4-34) необходимо выбрать среднее значение произведения $D\rho_g$, которое очень сильно зависит от температуры. Это учитывается в формуле Нуссельта введением температуры поверхности T_s , °K в степени 0,5 (d_0 — в см и ρ_f — в г/см³).

Движущиеся частицы. Если частица движется в окружающем газе, то скорость массообмена увеличивается по сравнению с покоящейся частицей. Для оценки указанного увеличения можно воспользоваться формулой Фресслинга (Frössling, 1948), относящейся к испарению мелких движущихся капель и удачно обобщающей разнообразные данные по массообмену. Формула Фресслинга в обозначениях, принятых в настоящей книге, имеет вид

$$\frac{m''d}{D\rho \ln(1+B)} = 2(1 + 0,276 \text{Re}^{1/2} \text{Sc}^{1/3}). \quad (4-37)$$

График этого уравнения дан на рис. 4-12. Как видим, скорость массообмена достигает двукратного значения скорости массообмена при отсутствии относительного движения лишь тогда, когда критерий Рейнольдса для шара превысит 13. Если частица имеет малые размеры, то для этого требуются сравнительно высокие значения скорости. Измерения скорости горения углеродных шаров при различных температурах были выполнены Тю, Дэвисом и Хоттелем (Tu, Davis and Hottel, 1934). Результаты этих исследований показывают, что при низкой температуре поверхности скорость горения не зависит от скорости воздуха, т. е. скорость горения определяется реакционной способностью поверхности. Однако при температуре, превышающей примерно 1 100° K, решающее значение приобре-

гает интенсивность массообмена. Некоторые из полученных указанными авторами результатов для высокотемпературного режима, обработанные в соответствии с развитой выше теорией, приведены на рис. 4-12 для сравнения с кривой Фресслинга.

При построении кривых необходимо задаться значениями параметра переноса. Нижняя кривая построена для $B=0,174$, т. е. значения B , характерного для образования на поверхности окиси углерода [уравнение (4-20)]. Верхняя кривая соответствует значению $B=0,087$, при отсут-

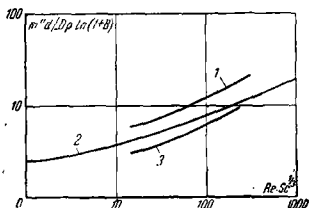


Рис. 4-12. Скорость сгорания шарика углерода (сравнение с другими данными по массообмену).

1 — данные Тю, Дэвиса и Хоттеля для значения $B = 0,087$; 2 — данные Фресслинга; 3 — данные Тю, Дэвиса, Хоттеля для значения $B=0,174$.

ствии на поверхности окиси углерода. Кривая Фресслинга лежит между двумя кривыми скоростей горения, т. е. действительная величина параметра переноса имеет промежуточное значение. Однако не следует придавать большого значения положению кривых по вертикали, так как не ясно, какие значения физических констант, зависящих от температуры, изменяющейся в широких пределах, подставлять в критерии подобия. На рис. 4-12 кривые построены для значений физических констант, соответствующих воздуху при 900°C , что близко к температуре поверхности. Для уточнения значения B уместно заметить, что Паркер и Хоттель (Parker and Hottel, 1936) при отборе проб газа с поверхности горящего углерода (в рассматриваемой температурной области) не обнаружили CO , даже когда температура поверхности достигала 1400°K . Опыты по горению подвешенных частиц углерода были проведены Блиновым и Головиной (1949).

Расчет времени горения частицы, если она находится в движении относительно воздуха, является более сложным, так как в общем случае число Рейнольдса изменяется с течением времени. Случай постоянной относительной скорости рассмотрен Вулисом (1946, а), использовавшим данные Сокольского (1941) по теплообмену для вывода эмпирической формулы времени горения:

$$t_b = t_{b\text{хим}} + t_{b\text{физ}}, \quad (438)$$

где

$$t_{b\text{хим}} = \frac{\rho_f d_p r}{2K m_{Og} \rho_g}$$

и

$$t_{b\text{физ}} = \frac{r d_0^2 \rho_f}{8 m_{Og} D \rho_g} f(Re_0),$$

где K — «константа скорости горения» поверхности топлива, определяемая по уравнению

$$\text{расход углерода [г/см}^2 \cdot \text{сек]} = K \rho_s \frac{m_{Os}}{r};$$

m_{Og} и m_{Os} — соответственно относительная массовая концентрация кислорода в потоке газа и на поверхности топлива;

r — стехиометрическое отношение, т. е. вес кислорода, требующегося для сгорания единицы веса топлива ($r = 16/12$ при образовании CO ; $r = 32/12$ при образовании CO_2);

Re_0 — начальное значение критерия Рейнольдса для шара, рассчитанное по относительной скорости:

$$f(Re_0) = 1 \text{ при } Re_0 < 1,$$

$$f(Re_0) = 1 - 0,08 Re_0^{0,4} \text{ при } 1 \leq Re_0 \leq 100,$$

$$f(Re_0) = \frac{4,94}{Re_0} \text{ при } Re_0 > 100.$$

Разделение выражения для времени горения на две части: $t_{b\text{физ}}$ и $t_{b\text{хим}}$, не предполагает, что сгорание проходит последовательно две отдельные стадии, первая из которых определяется физическими (массообмен), а вторая — химическими процессами. Это разделение выражает необходимость для протекания реакции наличия конечной кон-

концентрации кислорода на поверхности, что не было учтено выше при выводе выражения для параметра переноса [сравнения (4-20) и (4-30)]. Использовать это уточнение затруднительно в связи с недостаточностью данных о величине константы K , которая, кроме того, сильно зависит от температуры и, по-видимому, изменяется в течение времени существования частицы топлива. Тем не менее, Вуллис получил хорошее согласие между расчетными значениями времени горения и экспериментальными данными Николаева; кроме того, он показал, что экспериментальные данные подтверждают скорее гипотезу, что $r = 16/12$ (образование CO), чем $r = 32/12$ (образование CO_2). При расчетах было принято, что константа K подчиняется закону

$$K = K_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right),$$

где K_0 — константа для данного топлива ($3,5 \cdot 10^6$ см/сек для электродного угля; $1,8 \cdot 10^7$ см/сек для ретортного кокса);

E — условная энергия активации (29 600 кал/моль для электродного угля; 33 000 кал/моль для ретортного кокса);

R — универсальная газовая постоянная (1,98 кал/моль·°К);

T — абсолютная температура поверхности, °К.

В этих опытах, которые проводились при температуре топлива около 1000°C , было установлено, что „химическое время горения“ $t_{\text{хим}}$ по порядку величины равно „физическому времени горения“ $t_{\text{физ}}$. Оказалось, что полное время горения частиц с начальным диаметром 0,4 см лежит в диапазоне от 169 до 338 сек и зависит от скорости частицы относительно воздуха и температуры топлива. Эти времена несколько меньше, но имеют тот же порядок величины, что и расчетные значения, приведенные на рис. 4-11 для частиц в неподвижном воздухе.

Влияние давления среды на время горения частиц топлива зависит от того, находятся ли они в покое или в движении. Из формулы Вуллиса следует, что $t_{\text{хим}}$ уменьшается по мере увеличения давления (и плотности газа), в то время как при малых значениях Re_0 , $t_{\text{физ}}$ не меняется с изменением давления (вследствие почти полной независимости от давления произведения Dp_g). При больших значе-

ниях Re_0 , если отрицательная скорость поддерживается неизменной, $t_{\text{вфиз}}$ слабо уменьшается с ростом давления. Практически увеличение плотности газа вызывает обычно возрастание силы сопротивления, действующей на частицы; и, следовательно, снижение относительной скорости между газом и взвешенными в нем частицами, так что уменьшение $t_{\text{вфиз}}$ становится мало заметным. Хезард и Баклей (Hazard and Buckley, 1948) показали, что скорость сгорания угольной пыли в экспериментальной камере сгорания газотурбинного двигателя оказалась постоянной при изменении давления от 1 до 5 *атм*.

Горение угля. Процесс горения угля во многих отношениях отличается от горения чистого углерода. В первых, уголь содержит летучие вещества, которые покидают твердую частицу и горят в газовой фазе так же, как пары жидкого топлива. Как мы увидим, параметр переноса для жидких топлив всегда больше, чем для твердых одинакового состава, так как кислород не должен диффундировать до самой границы раздела фаз; следовательно, частица угля должна гореть быстрее, чем частица углерода того же начального размера. Скорость горения увеличивается при образовании деносфер (Orning, 1947, b), представляющих собой полые сферы из углеродистого вещества, образующиеся, когда частица угля вспучивается и частично испаряется при поглощении тепла. Поэтому частица угля не выгорает до нулевого диаметра и приведенный выше метод расчета времени горения становится непригодным. Так как путь диффузии атмосферного кислорода сокращается, то скорость горения возрастает, а время горения убывает.

Дальнейшее различие между углем и углеродом состоит в наличии в первом из них негорючего зольного остатка. После того как углерод и летучие выгорели, на поверхности топлива остается пористый слой золы, образующий дополнительное сопротивление для массообмена. Однако этот эффект не является однозначным и наличие золы может иногда увеличивать скорость массообмена. Этот вопрос изучался Вулисом (1946, b). Зола также излучает поверхность углерода термически, что имеет существенное значение в том случае, когда чистая поверхность может отдавать большое количество тепла излучением окружающим ее холодным стенкам.

Влияние радиации. Большое значение радиационных потерь обнаруживается при расчете температур

частицы углерода. Методика такого расчета была изложена выше. Рассмотрим уравнение (4-29), которое применимо к случаю горения углерода в воздухе с образованием окиси углерода. В этом уравнении Q является функцией температуры. Если потери тепла вызваны исключительно радиацией и окружающие стенки имеют столь низкую температуру, что обратное излучение пренебрежимо мало, то можно записать:

$$m''Q = E\sigma T_s^4, \quad (4-39)$$

где m'' — масса топлива, сгорающего в единицу времени на единицу поверхности, $г/см^2 \cdot сек$;

E — излучательная способность поверхности;

σ — постоянная Стефана [$1,36 \cdot 10^{-12}$ кал/см² сек (°К)⁴];

T_s — абсолютная температура поверхности, °К.

Из уравнений (4-29) и (4-39) можно исключить Q и найти T_s . Полученные таким образом значения T_s показаны на рис. 4-13 (горение в атмосферном воздухе, $T_g = 300^\circ \text{К}$, $m_{\text{ог}} = 0,232$, $H = 2210$ кал/г углерода, $E = 1,0$; $c = 0,27$ кал/г°С).

Из этого графика следует, что при увеличении скорости горения температура поверхности асимптотически приближается к 1720°К , в результате того, что при большой скорости тепловыделения влияние радиационных потерь относительно уменьшается. Это можно наблюдать по возрастанию яркости свечения горящего угля при увеличении тяги. Однако при скорости горения $5 \cdot 10^{-3}$ г/см² · сек температура частицы составляет всего 1200°К и быстро падает с уменьшением скорости горения. Так, в упомянутых выше опытах Тю, Дэвиса и Хоттеля, когда скорость горения составляла примерно $0,2 \cdot 10^{-3}$ г/см² · сек, оказался необходимым подвод к поверхности углерода тепла радиацией от стенок печи, так как при низких температурах углерод не горел.

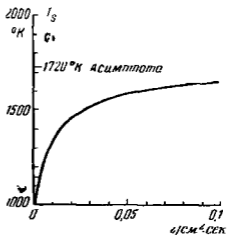


Рис. 4-13. Температура поверхности углерода в зависимости от скорости горения; сгорание в СО ($T_g = 300^\circ \text{К}$, $m_{\text{O}_2} = 0$).

Вопрос о влиянии снижения температуры на скорость химических реакций и соотношение между образующимися СО и СО₂ рассмотрен ниже на стр. 269. Здесь же предположим, что реакция резко обрывается, когда T_s падает до 1200° К, и при этих условиях найдем максимальный размер неподвижной изолированной сферической частицы углерода, которая может гореть в атмосферном воздухе.

Из уравнения (3-46) имеем:

$$m'' = 2 \frac{D_p}{a} \ln(1 + B). \quad (4-40)$$

Рис. 4-13 показывает, что критическая скорость массообмена равна

$$5 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^2 \cdot \text{сек.}$$

Принимая $D_p = 0,715 \cdot 10^{-3} \text{ г/см} \cdot \text{сек}$ и $B = 0,174$, найдем из уравнения (4-40) критический диаметр частицы $a = 0,023 \text{ см}$.

Таким образом, отдельная частица углерода для того, чтобы гореть самостоятельно, должна иметь диаметр меньше $1/4 \text{ мм}$. Хотя в топочных камерах частицы подвергаются облучению со стороны других частиц и стенок камеры и, следовательно, их критический размер увеличивается, все же необходимость тонкого помола угля совершенно очевидна.

Горение в слое топлива

Процесс горения слоя твердого топлива, через который проходит поток воздуха, можно рассматривать как процесс массообмена с жидкостью, протекающей в насадках контактных колонн; такая система изучалась в главе 3 (стр. 91). Как было установлено, по мере продвижения жидкости через слой локальное значение параметра переноса стремится к нулю, но никогда не обращается в нуль на конечной длине. Если даны размер частиц и скорость газа, то, располагая экспериментальными данными по массо- или теплообмену, можно рассчитать изменение величины B в слое. Однако, как мы видели, значение B само по себе еще не определяет состав газа и температуру; для расчета необходимо иметь данные о распределении углерода между окисью углерода и углекислотой.

Колодцев (1945) опубликовал результаты измерения состава газа и температуры в слоях, состоящих из сферических частиц углерода различного диаметра при различной скорости потока воздуха. В качестве примера рассмо-

при результаты его опытов с частицами, начальный диаметр которых был равен в среднем 0,32 см, при скорости воздуха 150 см/сек (рассчитанной из условия сохранения весового расхода в свободном сечении при атмосферной температуре).

Задавшись соответствующими средними значениями параметров газа, можно определить величину критерия Рейнольдса. Если известно значение Re , а также соотношение для массообмена между газами и слоем, данное Эрганом (Ergun, 1952, b) (см. стр. 92 и далее), можно получить выражение для эффективности слоя с точки зрения массообмена в виде: число единиц переноса = 0,2 на 1 см толщины слоя.

Отсюда можно подсчитать изменение B по толщине слоя (см. стр. 89). Начальное значение B , как показано выше, равно 0,174.

Предположим теперь, что до тех пор, пока остается неизрасходованным некоторое количество кислорода, в потоке газа содержится одинаковое число молекул окиси углерода и углекислоты: CO_2 получается при сгорании в каналах слоя половины количества CO , образовавшейся на поверхности углерода.

При таком предположении, являющемся совершенно произвольным, баланс углерода и кислорода дает значение параметра переноса 0,0519 в точке, в которой весь кислород израсходован. Соответственно концентрации CO_2 и CO равны $m_{CO_2} = 0,1905$, $m_{CO} = 0,1205$. Принимая средний молекулярный вес, равным 29*, легко подсчитать относительные объемные концентрации:

$$v_{CO_2} = v_{CO} = 0,1255.$$

При $B = 0$ (к этим условиям стремится процесс) $m_{CO_2} = 0$, $m_{CO} = 0,345$, так что $v_{CO} = 0,357$. Температуру в указанных двух точках находим из баланса энтальпии. Принимая температуру воздуха на входе равной 20°С и среднюю теплоемкость 0,28, получим соответственно 2050 и 1447°С. В промежуточных точках состав и температура

* Строго говоря, средний молекулярный вес является функцией m_{CO} , m_{CO_2} и т. д. Однако приведенный расчет лежит в пределах точности теории в целом. В главе 3 (стр. 75) было отмечено, что изменением среднего молекулярного веса пренебрегается с самого начала.

определяются из условия, что они линейно зависят от величины B . На рис. 4-14 теоретическое распределение состава и температуры в слое дано сплошными линиями.

Пунктирными линиями на рис. 4-14 представлены результаты экспериментов Колодцева. Как видим, имеет место хорошее согласие, в особенности в начальной области

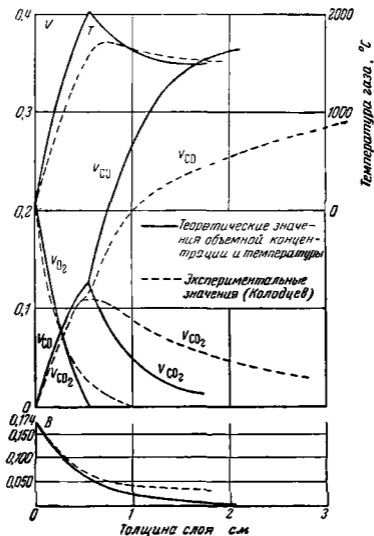


Рис. 4-14. Состав газа и температура в слое. Экспериментальные данные для слоя с частицами диаметром 0,32 см, скорость воздуха 150 см/сек.

где еще присутствует кислород. Произвольное предположение $v_{\text{CO}} = v_{\text{CO}_2}$ было принято для улучшения совпадения теории с экспериментом. Наибольшее расхождение наблюдается в конечном участке слоя, где сохраняется отличное от нуля содержание CO_2 , а содержание CO не достигает теоретического

ретического значения. Причина этого расхождения состоит, вероятно, в том, что при данной температуре в слое реакционная способность углеродной поверхности к углекислому недостаточна высока, чтобы снизить содержание CO_2 на поверхности до нуля, как это предполагалось при выборе параметра переноса.

Измеренное максимальное значение температуры несколько ниже теоретического, и, следуя Колодцеву, это расхождение можно объяснить тепловыми потерями, главным образом радиацией с поверхности слоя. В рассматриваемых условиях температурные измерения являются, однако, менее надежными, чем газовый анализ, в связи с большой разницей между средней температурой газа, которая измеряется прибором, и температурой поверхности топлива; последняя излучает столь интенсивно, что температурные зонды показывают температуру среднюю между температурой газа и поверхности. Теоретически при отсутствии потерь тепла радиацией и теплопроводностью температура поверхности всюду постоянна и равна 1720°K .

Средняя температура газа возрастает до максимума в точке наибольшего содержания CO_2 и затем падает, стремясь к температуре поверхности.

На рис. 4-15, заимствованном из работы Колодцева, показано, как изменяется состав в слое в зависимости от скорости воздуха и размера частиц. На рис. 4-15, а, б и в размер частицы постоянный, а скорость воздуха изменяется более чем в 10 раз. Положение кривых по оси абсцисс для отдельных компонентов меняется незначительно вследствие слабой зависимости характеристик массообмена в слое от Re . Однако конечная температура и, следовательно, конечное содержание CO возрастают с увеличением скорости дутья, так как при этом радиационные потери тепла растут медленнее, чем тепловыделение. На рис. 4-15, в, г, д и е скорость воздуха постоянна и равна 150 см/сек , тогда как начальный размер частиц изменяется от $0,32$ до $0,81 \text{ см}$. Как видим, абсциссы кривых содержания отдельных компонентов возрастают приблизительно пропорционально размеру частиц, что находится в согласии с обычными закономерностями для слоевых насадок и вообще для большинства систем при турбулентном течении.

Другие экспериментальные данные по горению в слое топлива опубликованы Лоурн (Lowry, 1945) и Трингом (Thring, 1952, a); последний дал также анализ процесса

слоевого горения, аналогичный развитому в настоящей книге. Вместо параметра переноса Тринг вводит в качестве характеристики состава газа «относительное насыщение углеродом» (ОНУ). ОНУ определяется как отношение массы углерода, поглощенного единицей массы поступив-

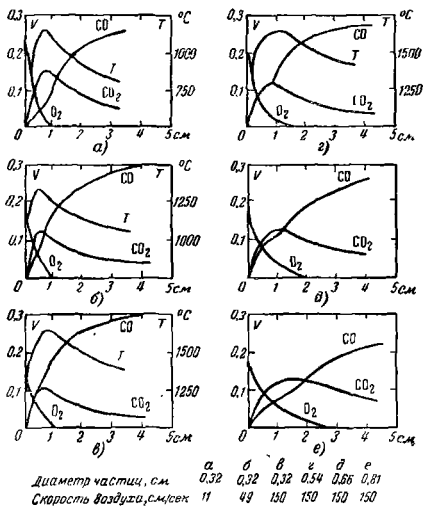


Рис. 4-15. Температура и состав газа в слое топлива (Колодцев).

шего в слой воздуха, к массе углерода, которая могла бы быть поглощена при его сгорании в CO. Тогда согласно п. «е» (стр. 105) ОНУ связано с локальным и начальным значениями параметра переноса соотношением

$$\text{ОНУ} = \frac{B_1 - B}{B_1(1 + B)}, \quad (4-41)$$

где B_1 — начальное значение параметра переноса, соот-

ответствующее образованию CO . Начальное значение $ОНУ=0$ ($B=B_1$); при равновесном состоянии $ОНУ=1$ ($B=0$) *.

Если цель сжигания углерода в слое состоит в получении продуктов сгорания с высокой температурой, то необходимо, чтобы газы содержали CO_2 , а не O_2 или CO . Это означает, что поток воздуха должен «захватывать» только половину максимально возможного количества углерода, т. е. на выходе из слоя $ОНУ=1/2$. Если $B_1=0,174$, то параметр переноса на выходе из слоя, рассчитанный по уравнению (4-41), составит $\frac{B_1}{2+B_1}=0,08$. Подсчитав раз-

ность $\ln \ln 1,174 - \ln \ln 1,08 = 0,71$, приходим к выводу, что для снижения параметра переноса от 0,174 до 0,08 требуется 0,71 единицы переноса. При значениях критерия Рейнольдса, характерных для слоев топлива, толщина слоя, равная диаметру одной частицы, соответствует 0,2—0,7 единицы переноса. Таким образом, в зависимости от числа Рейнольдса, толщина слоя, необходимая для получения на выходе $ОНУ=1/2$, составляет от 1 до 3 диаметров частицы. Следовательно, слой топлива, сжигаемого для нагрева газа, должен быть очень тонким. Если он будет слишком толстым, то к продуктам сгорания необходимо подмешивать дополнительный воздух, с тем чтобы снизить $ОНУ$ до требуемой величины; вторичный воздух необходимо добавлять, чтобы дожечь избыток окиси углерода.

До сих пор предполагалось, что частицы углерода в процессе горения не поглощают тепла, т. е. что они все время имеют равновесную температуру. В действительности топливо обычно поступает в слой сверху в холодном состоянии и, продвигаясь вниз, прогревается газами, покидающими ту часть слоя, где идет реакция. Поэтому слой можно разделить на три зоны: верхняя зона, которая действует как противоточный теплообменник, нагревающий топливо до температуры, при которой уже идет заметная реакция; нижняя зона, где температура топлива столь высока, что скорость реакции определяется массообменом (как это было отмечено выше), и промежуточная зона,

* Иное теоретическое рассмотрение процесса горения в слое было недавно дано Сильвером (Silver, 1953). Хотя общие выводы и аналогичны, но исследование основывается на системе исходных предположений, отличающихся от принятых обычно в работах по массообмену. Детальный анализ процессов в слое топлива, в частности процессов газификации углерода кислородо-паровыми смесями, дан ван Луном (van Loop, 1952).

в которой начинается или реакция, благодаря чему топливо прогревается и становится химически более активным. Теория процесса в промежуточной зоне до сих пор еще не разработана в связи со сложным взаимодействием явлений тепловыделения, нагрева топлива, химического реагирования и массообмена.

Горение металлов

Горение металлов происходит в ряде процессов. При кислородной резке, применяющейся для грубой обработки, металл выжигают; при вылавке стали стремятся избежать окисления расплавленного металла; металлы применяются также в качестве топлива, обладающего высокой теплотворной способностью.

Так как металлы в общем случае не образуют газообразных окислов, то возникают существенные различия между методами расчета скорости горения металлов и углерода. Результирующий массовый поток направлен от газа к металлу. Прореагировавший металл стекает вдоль поверхности обычно в виде жидкого шлака. Кроме того, так как температура плавления металла, как правило, ниже адиабатической температуры горения, то скорость плавления куска металла в окислительном потоке превосходит скорость собственно горения; часть теплоты реакции идет на плавление металла, примыкающего к поверхности горения.

Параметр переноса. В общем случае металлы содержат в себе примеси. В качестве примера рассмотрим сталь, которая содержит массу n_c углерода на единицу массы стали; остаток представляет собой чистое железо. Очевидно, что аналогичный метод анализа может быть использован для любых других сплавов и смесей. Предположим, что при сгорании единиц массы железа и углерода расходуются соответственно массы r_i и r_c кислорода; вид образующихся окислов при этом может быть произвольным.

Найдем на основании п. „и“ (стр. 106) выражение для параметра переноса через концентрацию кислорода. Наиболее удобным сохраняемым свойством является $P^O - r_c P^C$, где P^O — содержание кислорода и P^C — содержание углерода, независимо от вида химических соединений. В газе

$$P^O - r_c P^C = m_0. \quad (4-42)$$

Наличие окиси углерода приводит, конечно, к тому, что P_f^O не равно m_{O_2} .

Вычислим величину сохраняемого свойства в переносимом веществе. Если на 1 г железа расходуется r_i г кислорода, то на 1 г стали необходимо $(1 - n_c)r_i + n_c r_c$ г кислорода и получается $n_c(1 + r_c)$ г газообразного окисла. Следовательно,

$$P_f^O = \frac{-(1 - n_c)r_i}{-(1 - n_c)r_i + n_c} \quad \text{и} \quad P_f^C = \frac{n_c}{-(1 - n_c)r_i + n_c}. \quad (4-43)$$

Различие в знаках соответствует различию в направлениях переноса кислорода и углерода. По принятому условию перенос в газ считается положительным. Тогда

$$P_f^O - r_c P_f^C = \frac{(1 - n_c)r_i + n_c r_c}{(1 - n_c)r_i - n_c} \quad (4-44)$$

и

$$B = \frac{m_{O_2} - m_{O_2s}}{m_{O_2} - \frac{(1 - n_c)r_i + n_c r_c}{(1 - n_c)r_i - n_c}}. \quad (4-45)$$

Если температура поверхности металла столь высока, что концентрация кислорода на ней может быть принята равной нулю, то выражение для параметра переноса приобретает вид

$$B = - \frac{(1 - n_c)r_i - n_c}{(1 - n_c)r_i + n_c r_c} m_{O_2}. \quad (4-46)$$

В это выражение входят величины, зависящие только от параметров газового потока и стали; если известны r_i и r_c , то в каждом частном случае можно определить величину B . Подставляя найденную величину в уравнение массообмена, соответствующее данной конфигурации поверхности металла и структуре газового потока, можно определить скорость массообмена.

Так как переносимое вещество находится в газообразном состоянии, то, конечно, скорость массообмена отличается от скорости горения стали. Обозначив указанные величины соответственно $m''_{газ}$ и $m''_{ст}$, легко получим:

$$m''_{ст} = \frac{m''_{газ}}{r_i - n_c r_i - n_c}. \quad (4-47)$$

Интересно, что для сплава железо—углерод, в котором $n_c = \frac{r_i}{1+r_i}$, одновременно $B = 0$ и $\frac{m''_{ст}}{m''_{газ}} = \infty$. При расчете скорости горения из аналогии с теплообменом в этом случае получим (опуская знак минус и раскрывая неопределенность)

$$m''_{ст} = \frac{\alpha \ln(1+B)}{c(r_i - n_c r_i - n_c)} = \frac{\alpha m_{Og}}{c n_c (r_c + 1)}.$$

Влияние примесей. При кислородной резке металла газовый поток содержит почти чистый кислород, а концентрация углерода в стали незначительна. Если другим компонентом газового потока является азот с концентрацией m_{Ng} , то уравнение (4.46) можно записать в виде

$$B = -1 + m_{Ng} + n_c \frac{r_c + 1}{r_i}. \quad (4.48)'$$

Из этого выражения следует, что для чистых железа и кислорода параметр переноса равен -1 . Так как $\ln(1-1) = -\infty$, то это соответствует бесконечной скорости переноса. Однако при выводе уравнения (4.46) было принято, что $m_{O_2} = 0$. В чистом кислороде это невозможно. Действительное значение

$$B = \frac{1-1}{1-1} = \text{неопределенность},$$

т. е. массообмен не ограничивает процесса горения. Следовательно, скорость горения определяется иными, возможно химическими, факторами. Анализ этого случая дан в главе 5 (стр. 273).

Возвращаясь к случаю наличия небольших примесей при высокой скорости реакции, найдем из уравнения (4.48), что скорость массообмена пропорциональна

$$\ln \left\{ \frac{1}{m_{Ng} + n_c \frac{r_c + 1}{r_i}} \right\}$$

(получение обратной величины вызвано знаком минус). Как видим, скорость массообмена стремится к бесконечности, когда m_{Ng} и n_c стремятся к нулю; наоборот, даже очень малые количества примеси могут сильно снизить скорость

переноса. Подобный эффект был нами отмечен при анализе аналогичного случая конденсации пара.

Уравнение (4-18) позволяет оценить относительное влияние содержания азота в газе и углерода в стали. Так, если $n_c = 0,1\%$, то эффект эквивалентен $0,1 \frac{r_c + 1}{r_i} \% N_2$.

Отношение $\frac{r_c + 1}{r_i}$ имеет различные значения (в диапазоне от 5,5 до 13) в зависимости от того, какие окислы образуются. Углерод поэтому оказывает существенно большее влияние, чем азот; следовательно, при резке стали со значительным содержанием углерода применение газа высокой чистоты не дает заметного выигрыша.

Температура поверхности. Наличие негазообразных продуктов сгорания затрудняет применение к случаю горения металлов той методики расчета температуры поверхности, которая была разработана для углерода. Здесь мы будем исходить непосредственно из теоремы о массообмене, положив, что коэффициенты диффузии двух одновременно переносимых свойств равны между собой. Тогда состав газа на поверхности может быть рассчитан как полученный в результате адиабатического смешения переносимого вещества с исходным газовым потоком. Применив первый закон термодинамики к процессу непрерывного превращения несгоревшего газа и стали в окись железа и газообразные продукты реакции, состав которых идентичен составу газа на поверхности, получим следующее уравнение:

$$\begin{aligned}
 -Q = & [X + n_c - (1 - n_c)r_i] c_{газ} (T_s - T_g) + \\
 & + (1 - n_c)(1 + r_i) c_{окис} (T_s - T_g) - n_c H_c - \\
 & - (1 - n_c) H_i - c_{ст} (T_1 - T_g), \quad (4-49)
 \end{aligned}$$

где Q — тепловые потери на единицу массы сгоревшей стали;

T_s, T_g, T_1 — температуры поверхности, исходного газа и исходной стали соответственно;

c — средняя теплоемкость при постоянном давлении в соответствующем диапазоне температур;

H_c — изменение энтальпии при сгорании углерода при температуре T_g ;

H_i — изменение энтальпии при сгорании железа при температуре T_g ;

X — масса исходного газа на единицу массы стали:

$$X = [n_c - (1 - n_c) r_i] / B.$$

Это уравнение можно решить относительно T_s . Для простейшего случая, когда n_c мало по сравнению с единицей, $T_1 = T_g$ и $c_{\text{олиг}} = c_{\text{газ}}$, получим:

$$T_s - T_g = \frac{H_i - Q}{c_{\text{газ}} \left(1 - \frac{r_i}{B}\right)}. \quad (4-50)$$

Скорость плавления металла. Когда горение металла происходит с поверхности твердого блока, температура поверхности не может значительно превышать температуру плавления металла, так как тепло отводится внутрь блока и затрачивается на плавление прилегающих слоев металла, стекающего, как только он становится жидким, вдоль поверхности. Поведение такой жидкой пленки может быть исследовано математически так же, как и пленки конденсата в трубах поверхностного конденсатора. Предположим для упрощения, что температура поверхности равна температуре плавления T_m . Подставив в уравнение (4-50) вместо T_s величину T_m , найдем:

$$Q = H_i - \left(1 - \frac{r_i}{B}\right) c_{\text{газ}} (T_m - T_g). \quad (4-51)$$

Если все это тепло идет на плавление прилегающих слоев, то количество расплавленного металла на единицу массы сгоревшего металла равно:

$$\frac{H_i - (1 + r_i) c_{\text{газ}} (T_m - T_g)}{c_{\text{ст}} (T_m - T_1) + L},$$

где L — скрытая теплота плавления стали;

B — принято равным -1 .

3. ГОРЕНИЕ ЖИДКОГО ТОПЛИВА

Многие топлива, представляющие практический интерес, включая большинство жидких углеводородов, кипят при температуре значительно более низкой, чем температура, соответствующая началу реакции. Так как во время горения температура этих топлив не превосходит темпе-

рагуры кипения, то зона реакции не может располагаться на поверхности топлива; поэтому химическая реакция протекает в газовой фазе на некотором расстоянии от поверхности. Пламя или полностью охватывает поверхность топлива, как показано на рис. 4-16,а и б или располагается в следе за этой поверхностью (рис. 4-16,в и г). Охваты-

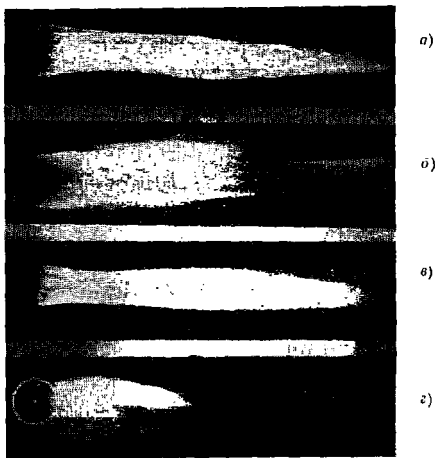


Рис. 4-16. Пламена керосина на шаре диаметром 2,54 см.

вающие пламена характеризуются тем, что топливо и кислород подходят к зоне реакции с противоположных сторон. Пламена, расположенные в следе, например рис. 4-16,в, относятся в основном к тому же типу, но в этом случае всегда существует часть зоны реакции, к которой топливо и кислород подходят с одной стороны, смешавшись выше по потоку. Пламя, показанное на рис. 4-16,г, по своему характеру приближается к пламени заранее перемешанных газов.

Типичная картина изменения состава газа в пламени, охватывающем поверхность испаряющегося топлива, показана на рис. 4-17 (Spalding, 1953, a). Для анализа газов применялся простой аппарат Орса (несгоревшее жидкое топливо предварительно конденсировалось); температура не измерялась, но на рис. 4-17 пунктирной линией показан характер ее протекания. Кислород диффундирует в направлении падения концентрации, т. е. к зоне реакции, где он

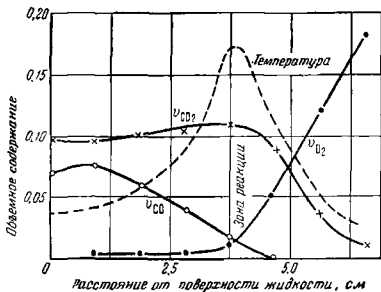


Рис. 4-17. Состав неконденсирующихся газов у поверхности горящего жидкого топлива; керосин в воздухе ($B = 1,6$).

полностью расходуется; к поверхности топлива кислород не проникает. Образующаяся в ходе реакции углекислота диффундирует из зоны реакции в окружающий газ. В области между поверхностью топлива и зоной реакции происходит диффузия паров топлива к зоне реакции, где они расходуются. Так как в этой области отсутствует кислород, то углекислота, по-видимому, реагирует с парами топлива, в результате чего образуется окись углерода, которая диффундирует к зоне реакции. Аналогичным путем может получаться и водород. Хотя ни углекислота, ни окись углерода не образуются на поверхности топлива, тем не менее их концентрации у поверхности составляют конечную величину; в противном случае наблюдалась бы их диффузия к поверхности топлива. Тепло, выделяющееся в зоне реакции, частично подводится к топливу и затрачивается в виде скрытой теплоты испарения, а оставшаяся часть отво-

дится в основной поток газа. Соответственно положение максимума температуры определяется зоной реакции.

Для того чтобы определить параметр переноса при горении жидкого топлива, необходимо знать состояние газа только на границах той области, в которой протекает массообмен, т. е. на поверхности топлива и в потоке газа. Распределение реакции внутри этой области не имеет значения, по крайней мере в том случае, если обеспечено равенство всех коэффициентов диффузии и температуропроводности. Будем считать, что концентрация окиси углерода на поверхности равна нулю. Предполагая далее, что концентрация топлива в потоке газа также равна нулю, можно из теоремы, приведенной на стр. 94, и баланса энтальпии вывести выражение для параметра переноса.

Уменьшение энтальпии единицы массы газа с температурой T_g и концентрацией кислорода m_{Og} в процессе, когда температура снижается до значения T_s , а кислород сгорает с топливом, образуя CO_2 и H_2O , равно:

$$\frac{m_{Og}H}{r} + c(T_g - T_s), \quad (4-52)$$

где H — теплота сгорания топлива в газообразном состоянии;

r — стехиометрическое отношение ($2 O_2/2$ топлива); (полагая, что теплоты образования углеводов у поверхности разлагающегося топлива пренебрежимо малы).

Если количество тепла, которое необходимо отнять от газа, чтобы испарить единицу массы топлива равно Q , то масса топлива, переходящая в газ при указанном уменьшении энтальпии, равна:

$$B = \frac{\frac{m_{Og}H}{r} + c(T_g - T_s)}{Q}. \quad (4-53)$$

Это выражение, конечно, есть параметр переноса, причем все его члены, кроме T_s , в большинстве случаев имеющих практическое значение, задаются. Как это следует из рис. 3-11, T_s без большой ошибки может быть принята равной температуре кипения топлива. Величина Q обычно равна сумме скрытой теплоты испарения жидкости и увеличения ее теплосодержания от начальной температуры до температуры поверхности (адиабатическое испарение). Для того чтобы оценить, какую ошибку может

внести пренебрежение наличием CO у поверхности топлива, можно определить параметр переноса для другого крайнего случая, когда CO_2 вообще не образуется. В выражении для B изменяются только члены H и r , причем оба уменьшаются (выделяется меньше тепла, но и требуется меньше кислорода). В результате величина B в большинстве случаев изменяется слабо; для углеводородов уменьшение параметра переноса составляет примерно 20%.

Теплотворная способность топлива является константой только для определенного значения температуры. Возникает вопрос: какой температуре должно соответствовать значение теплотворной способности в уравнении (4-53) — высокой температуре, при которой фактически идет реакция, температуре газового потока или температуре поверхности. Из первого закона термодинамики следует, что можно выбрать или T_g или T_s , так как они определяют начальное и конечное состояния процесса. При этом теплоемкость должна соответствовать свойствам газа при выбранной температуре. Так, если мы выбираем H_{T_g} , полагая, что реакция происходит при температуре T_g , после чего температура продуктов сгорания изменяется до T_s , то теплоемкость в члене $c(T_g - T_s)$ относится к продуктам сгорания; если же в параметр переноса подставлять H_{T_s} , то теплоемкость относится к исходному потоку газа. Последнее более удобно. При умеренных температурах, впрочем, H слабо зависит от температуры.

Выражение (4-53) для параметра переноса можно также вывести, исходя из того, что дифференциальное уравнение (3-40) главы 3 удовлетворяется, если

$$b \equiv \frac{m_0 H}{r} + cT \quad (4-54)$$

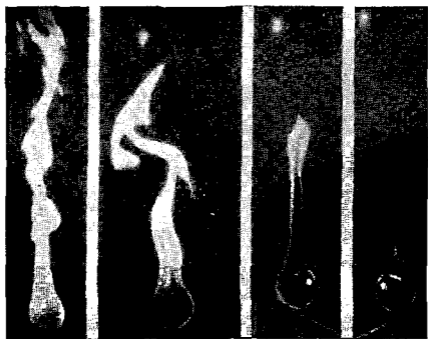
и $a = D$. Дело в том, что когда при реакции расходуется кислород, то выделяется соответствующее количество тепла [см. уравнения (4-4) и (4-6)].

Нетрудно видеть, что это решение удовлетворяет также граничным условиям [уравнение (3-39) главы 3]: так как $\left(\frac{\partial b}{\partial y}\right)_s$ есть $\frac{c}{Q} \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_s$, то

$$v_s = a \left(\frac{\partial b}{\partial y}\right)_s \quad (4-55)$$

Уравнение (4-55) выражает равенство количества тепла, поглощаемого при испарении, количеству тепла, подводимому к поверхности. Как видим, параметр переноса, который первоначально определялся как разность значений свойства b в потоке газа и на поверхности, может быть выражен также уравнением (4-53).

Влияние величины Q (знаменателя в выражении для b) видно из рис. 4-18, на котором показаны четыре различ-



а) б) в) г)

Рис. 4-18. Пламена керосина на шаре диаметром 3,81 см при естественной конвекции.

ных вида керосинового пламени на сферической поверхности диаметром $1\frac{1}{2}$ дюйма (38,1 мм) при естественной конвекции. Различие вызвано увеличением Q от малых значений в случае a до больших (примерно одна четверть теплоты сгорания) — в случае $г$. Изменение Q осуществлялось перелуском через горелку избыточного топлива, отводящего тепло. По мере возрастания Q скорость испарения уменьшается и пламя из желтого и коптящего становится голубым, а размер его уменьшается. Состав газа, приведенный на рис. 4-17, определялся на такой же горелке.

Зависимость скорости сгорания от вида топлива для пламен на сферических поверхностях при естественной

конвекции была изучена автором (1953,а). Эта зависимость показана на рис. 4-19; сплошная линия соответствует теоретической кривой (Spalding, 1954,а) для вертикальной плоской поверхности топлива. Эмпирическая формула, аппроксимирующая экспериментальные данные, имеет вид

$$\frac{m''dc}{\lambda} = 0,45 B^{3/4} \sqrt[4]{\frac{gd^3}{a^2}}, \quad (4-56)$$

где m'' — средняя скорость испарения на единицу площади поверхности, $г/см^2 \cdot сек$;

d — диаметр шара, $см$;

g — ускорение силы тяжести, $см/сек^2$.

Часто топлива сжигают в атмосфере, загрязненной продуктами сгорания. Так, например, при испытаниях камер сгорания газотурбинных двигателей нагрев воздуха от сжатия в компрессоре заменяют нагревом холодного сжатого воздуха в результате предварительного сжигания в нем топлива. Влияние уменьшения содержания кислорода на скорость горения в камере сгорания можно определить из уравнения (4-53).

Рассмотрим сначала предельный случай, когда кислород выгорел полностью. Для этого на единицу массы воздуха необходимо ввести m_{Og}/r единиц массы топлива. Тогда по п. „е“ (стр. 105) найдем новый параметр переиоса B_2 :

$$B_2 = \frac{B_1 - \frac{m_{Og}}{r}}{1 + \frac{m_{Og}}{r}}, \quad (4-57)$$

где B_1 — величина параметра переноса из уравнения (4-53) для холодного чистого воздуха. Так как B_1 обычно близко к 5, а m_{Og}/r для углеводородов составляет около $1/15$, то новое значение параметра переноса лишь немного меньше его значения для холодного воздуха. Параметр переноса в чистом нагретом воздухе, конечно, больше, чем в холодном воздухе (в связи с различием в члене cT_g). Следовательно, предварительное сжигание топлива в потоке воздуха имитирует условия в двигателе неполностью, даже когда потери тепла от нагретых продуктов сгорания отсутствуют.

Если содержание кислорода в потоке газа снижается причем одновременное охлаждение препятствует соответствующему возрастанию температуры газа, то параметр

переноса уменьшается значительно сильнее, чем это следует из уравнения (4-53).

Как было показано выше, для одного и того же процесса массообмена можно вывести ряд выражений для параметра переноса; в частном случае равенства коэффициентов диффузии и температуропроводности значения

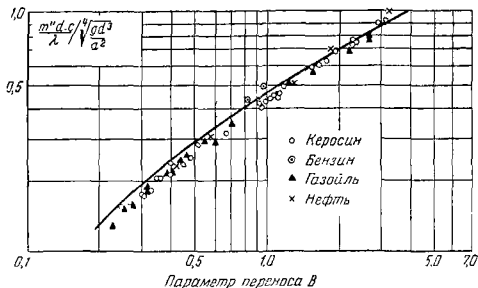


Рис. 4-19. Скорость горения топлив на сферической поверхности (диаметром 3,81 см) при естественной конвекции в воздухе; сравнение теории с экспериментом.

параметров переноса равны друг другу. Это дает возможность определить концентрацию паров топлива на его поверхности. Так как масса кислорода r расходуется тогда и только тогда, когда расходуется единица массы топлива, то величина $m_f - \frac{m_O}{r}$ представляет собой сохраняемое свойство. Из п. «и», подставляя $m_{fg} = m_{Os} = 0$, получим:

$$B = \frac{\frac{m_{Og}}{r} + m_{fs}}{1 - m_{fs}}, \quad (4-58)$$

откуда

$$m_{fs} = \frac{B - \frac{m_{Og}}{r}}{1 + B}. \quad (4-59)$$

Уравнение (4-59) даст возможность определить температуру поверхности горящего топлива так же, как была

найдена температура влажного термометра для испаряющейся жидкости (см. стр. 99). Так как B велико по сравнению с единицей и, следовательно, m_{fs} близко к единице, то с достаточной точностью обычно можно принимать $T_s = T_b$.

Пример 4-5. Чистый этиловый спирт C_2H_5OH горит с поверхности фитиля, опущенного в резервуар с жидкостью при $20^\circ C$. Температура окружающего воздуха также равна $20^\circ C$. Найти температуру T_s поверхности фитиля и параметр переноса.

Данные:

Для C_2H_5OH $r = 2,09$; $H = 6710$ кал/г.

Скрытая теплота испарения $L = 204$ кал/г (при температуре кипения).

Удельная теплоемкость жидкости $c_l = 0,63$ кал/г $\cdot^\circ C$.

Температура кипения при 1 ата $78^\circ C$ [данные по давлению паров — из справочника Спирса (Spiers, 1950), стр. 193].

Решение. Из уравнений (4-53) и (4-58), полагая

$$Q = L + c_l(T_s - 20),$$

получим:

$$B = \frac{0,232}{2,09} \cdot 6710 + 0,24(20 - T_s) = \frac{0,232}{2,09} + m_{fs}.$$

$$B = \frac{0,232}{2,09} + m_{fs}.$$

Отсюда

$$m_{fs} = \frac{2363 - T_s}{3170 + 1,26T_s}.$$

Вторая связь между m_{fs} и T_s определяется температурной зависимостью упругости пара C_2H_5OH . Совместное графическое решение дает $T_s = 68^\circ C$, $m_{fs} = 0,70$.

Значение параметра переноса определим из уравнений (4-53) и (4-58):

$$B = 3,14.$$

Если предположить, что $T_s = T_b$, то величина параметра переноса будет [из уравнения (4-53)]

$$B = 3,05,$$

т. е. ошибка составляет 3%.

Точное знание величины T_s особенно важно в том случае, когда Q равно сумме скрытой теплоты испарения и увеличения энтальпии жидкости при нагреве от некоторой исходной температуры до температуры поверхности: $L + c_l(T_s - T_0)$. В этом выражении L — скрытая теплота испарения при неизвестной еще температуре T_s , и поэтому

его удобно заменить другим выражением $L_0 + c_{\text{пар}}(T_s - T_0)$, которое согласно первому закону термодинамики эквивалентно предыдущему. Здесь L_0 — скрытая теплота испарения при исходной температуре, т. е. константа для данного топлива. Количество тепла, необходимого для испарения нефтяных фракций, показано на рис. 4-20,а в виде прямой линии $Q = 74,1 + 0,479T_s$ кал/г. Эта формула для испарения при температуре T_s жидкости с начальной температурой 15°C получена на основании данных Максвелла (Maxwell, 1950).

Значения B , характерные для жидких топлив, горящих в атмосферном воздухе, даны в табл. 4-1. В левом столбце Q принято равным скрытой теплоте испарения; в правом столбце — сумме скрытой теплоты и разности энтальпии топлива при 15°C и при температуре кипения. Членом $c(T_g - T_s)$ в числителе выражения для B пренебрегается.

Таблица 4-1

Топливо	Формула	Усл. вып.	B	Условия	B
<i>n</i> -пентан . . .	C_5H_{12}	Сгорание в атмосферном воздухе, $T_g - T_s = 0$, $Q = L$, образованием CO пренебрегается	8,23	То же, за исключением $Q = L_{12} +$ возрастание энтальпии пара от 15°C до температуры кипения	7,78
<i>n</i> -гексан . . .	C_6H_{14}		9,00		6,39
<i>n</i> -гептан . . .	C_7H_{16}		9,15		5,45
<i>n</i> -октан . . .	C_8H_{18}		9,70		5,02
<i>n</i> -декан . . .	$\text{C}_{10}\text{H}_{22}$		10,02		4,11
Бензол . . .	C_6H_6		7,74		6,09
Толуол . . .	C_7H_8		8,35		5,85
Циклогексан . . .	C_6H_{12}		8,25		6,22
Метилловый спирт . . .	$\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$		2,67		2,37
Этиловый спирт . . .	$\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$		3,50		2,95

Обобщение характеристик горения твердых и жидких топлив

Для обычных топлив затруднительно определить точное значение параметра переноса, так как скрытая теплота испарения этих топлив недостаточно хорошо известна и для них нельзя указать единственное значение температур кипения. Однако для углеводородных топлив можно оценить параметр переноса, приняв следующие средние значения характеризующих его величин: $H = 10\,300$ кал/г, $r = 3,48$, $Q = 74,1 + 0,479T_s$ кал/г. Подставив эти значения в B и полагая, что исходное значение температуры возду

ха и топлива равно 15°C и концентрация кислорода 0,232, получим формулу для расчета параметра переноса в зависимости от T_s :

$$B = \frac{\frac{0,232 \cdot 10300}{3,48} + 0,24(15 - T_s)}{74,1 + 0,479T_s} = \frac{1438 - 0,57T_s}{155 + T_s} \quad (4-60)$$

Это соотношение показано на рис. 4-20,б. Как видим, параметр переноса непрерывно уменьшается по мере возрастания средней температуры кипения (значение T_s должно быть близко к последней). Тяжелые топлива поэтому горят более медленно, чем топлива с низким молекулярным

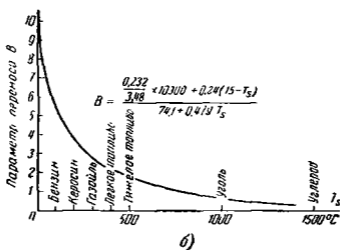
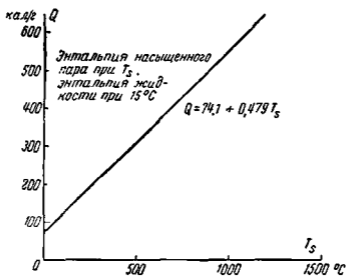


Рис. 4-20. Параметры переноса для жидких и твердых топлив, горящих в атмосферном воздухе

весом. Однако различие в величинах B не столь велико, как, например, различие в парциальных давлениях паров жидкостей при комнатной температуре; для технически важных углеводородных топлив величина B изменяется в диапазоне от 5,5 до 2. Так как скорость горения приблизительно пропорциональна $\ln(1+B)$, то следовательно, диапазон изменения скоростей горения невелик.

Рис. 4-20,б позволяет выявить связь между жидкими и твердыми топливами, которые располагаются в единый ряд. Так как T_s никогда не может превысить температуру в зоне реакции, то величина B имеет нижний предел, который, как видим, соответствует твердому топливу.

Температуру T_r в зоне реакции (в предположении равенства нулю концентрации топлива и кислорода) получим из баланса энтальпии для процесса смешения исходного газа с топливом, необходимым для израсходования всего кислорода. Имеем:

$$c(T_r - T_s) = \frac{\frac{m_{Og}}{r}(H - Q) + c(T_g - T_s)}{1 + \frac{m_{Og}}{r}} \quad (4-61)$$

Если $T_r = T_s$, т. е. зона реакции и поверхность топлива имеют одинаковую температуру, то левая часть уравнения (4-61) равна нулю. Определяя $c(T_g - T_s)$ и подставляя его значение в уравнение (4-53), получим:

$$B = \frac{\frac{m_{Og}}{r}H - \frac{m_{Og}}{r}(H - Q)}{Q} = \frac{m_{Og}}{r} \quad (4-62)$$

Это выражение представляет собой параметр переноса для твердого топлива в случае, когда зона реакции и поверхность топлива совпадают. Таким образом, твердые топлива располагаются на краю ряда различных жидких топлив.

На рис. 4-21 показаны значения температуры в зоне реакции (температуры горения) для углеводородных топлив ($H=10300$ кал/г, $r=3,48$) в воздухе при 20°C . При расчетах принято, что теплоемкость продуктов сгорания равна теплоемкости воздуха и диссоциация отсутствует.

Пламя, охватывающее поверхность жидкого топлива, относится к диффузионным и обладает характерными особенностями пламен такого типа, отмеченными на стр. 124,

а именно: желтым свечением и дымообразованием. Углеродные частицы образуются наиболее интенсивно при высокой температуре, большой концентрации топлива и значительном удалении зоны реакции от поверхности топлива. Влияние температуры было исследовано автором (Spalding, 1950), снижавшим температуру путем уменьшения содержания кислорода в атмосфере; при этом в противоположность ожидавшемуся эффекту от уменьшения подвода кислорода пламя становилось менее желтым и

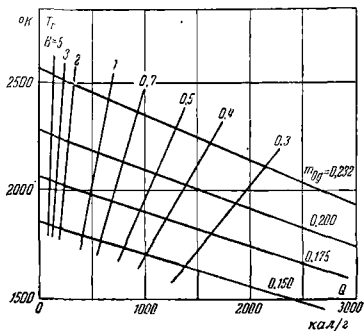


Рис. 4-21. Температура горения углеводородов $H = 10\ 300$ ккал/г ($T_g = 20^\circ \text{C}$).

снижалась склонность к дымообразованию. Топливо, состоящее из компактных молекул, например молекул с бензольным кольцом, легче всего образует углеродные частицы. Если эти частицы теряют значительное количество тепла радиацией, то они настолько охлаждаются, что не могут догореть, когда, наконец, достигают содержащую кислород зону и покидают пламя в виде дыма. Таким образом, ароматики образуют наибольшее, а парафины с прямой цепью — наименьшее количество дыма; это было установлено Кларком, Хантером и Гарнером (Clarke, Hunter and Garner, 1946).

Методика расчета параметра переноса является совершенно общей и может с успехом применяться к окислителям, отличающимся от воздуха. Так, например, для паров

азотной кислоты член Hm_{Og}/r в уравнении (4-53) следует заменить количеством тепла, выделяющимся при сгорании (при постоянных температуре и давлении) стехиометрического количества топлива с единицей массы паров азотной кислоты. Остальные члены в уравнении (4-53) остаются без изменения.

Пример 4-6. Определить параметр переноса при горении *n*-октана с парами перекиси водорода H_2O_2 в камере сгорания при температуре $500^\circ C$ и давлении 20 атм . Топливо подается в камеру сгорания в жидком виде при $0^\circ C$.

Дано:

Теплота разложения паров H_2O_2 при средних температурах 730 кал/г ; продукты разложения—водяной пар и O_2 .

Теплота сгорания паров C_8H_{18} при средних температурах 10600 кал/г .

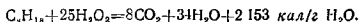
Температура кипения C_8H_{18} при 20 атм $281^\circ C$.

Разность энтальпии жидкого C_8H_{18} при $0^\circ C$ и $281^\circ C$ 192 кал/г .

Скрытая теплота испарения при 20 атм 28 кал/г .

Средняя теплоемкость паров H_2O_2 $0,5 \text{ кал/г}\cdot^\circ C$ (принято).

Решение. Исходя из теплот образования и сгорания, запишем уравнение химической реакции в виде



Полагаем, что у поверхности топлива газ не содержит окиси углерода и температура поверхности равна температуре кипения при 20 атм . Тогда $1 \text{ г } H_2O_2$ при снижении температуры до $281^\circ C$ и сгорании с октаном выделяет следующее количество тепла:

$$2153 + 0,5(500 - 281) = 2263 \text{ кал/г},$$

которое может испарить:

$$\frac{2263}{192 + 28} = 10,3 \text{ г топлива}$$

Следовательно, параметр переноса равен $10,3$.

Горение капель топлива

Для очень мелких капель жидкого топлива как вынужденная так и естественная конвекция становятся несущественными. Поэтому для расчета сгорания можно применить уравнение (4-33), которое уже использовалось нами при анализе горения твердого топлива. Однако в связи с тем, что параметр переноса рассчитывается из баланса энтальпии, удобнее заменить коэффициент диффузии D коэффициентом температуропроводности a . Это дает

$$t_b = \frac{\rho_l d_0^2}{8(\lambda/c) \ln(1+B)}. \quad (4-63)$$

Экспериментальные данные. Время горения капле определялось экспериментально Годсейвом (Godsave, 1953), подвешивавшим капли на кварцевой нити и определявшим по фотографиям скорость уменьшения их диаметра. Аналогичные опыты были проведены Кумагаи и Кимура (Kumagai and Kimura, 1951) и Кумагаи и Изода (Kumagai and Isoda, 1952). Хотя естественная конвекция и нарушает сферическую форму пламени [для которой выведено уравнение (4-63)], но вызванное этим увеличение скорости массообмена вряд ли превысит 100%. Следуя Проберту (Probert, 1946), Годсейв выражает результаты своих опытов через «константу испарения» $x = d_0^2/t_b$. Из уравнения (4-63) нетрудно найти зависимость x от свойств топлива и среды:

$$x = \frac{8(\lambda/c) \ln(1+B)}{\rho_f} \quad (4-64)$$

Так как на величину B влияют концентрация кислорода и температура окружающей среды, то x нельзя считать константой топлива.

В табл. 4-2 для ряда углеводородных топлив при горении в атмосферном воздухе дано сравнение экспериментальных и теоретических [из уравнения (4-64)] значений x . Величина λ/c принята такой же, как для воздуха при температуре 900°С, средней между атмосферной и 2000°С. Произвольность выбора величины λ/c является наиболее слабым местом теоретического расчета. Однако учет изменения величины λ/c в зависимости от температуры путем численного интегрирования в каждом конкретном случае представляется слишком сложным. Для одного случая такое интегрирование было выполнено автором (Spalding, 1951, а) *.

Как видим, теория и эксперимент находятся в хорошем согласии. Правда, поскольку при наличии естественной конвекции следует ожидать, что экспериментальные значения x будут превосходить теоретические, то, вероятно, выбрана слишком большая величина отношения λ/c . Однако результаты экспериментов убедительно свидетельствуют о том, что значительное различие молекулярного строения применявшихся топлив не оказывает влияния на скорость испарения и что параметр переноса является определяющим критерием.

* См. также сноску на стр. 129 и работу Гольдсмита и Пеннера (Goldsmith and Penner, 1953).

Из уравнения (4-63) следует, что изменение времени горения в зависимости от давления должно быть невелико. В этом уравнении от давления зависит только параметр переноса, который несколько уменьшается с ростом давления в связи с увеличением температуры кипения. Возможно, влияние уменьшения B нейтрализуется увеличением излучения на поверхность топлива от раскаленных частиц углерода в пламени, так как обычно с ростом давления усиливается процесс крекинга, а радиационный перенос гелла дает тот же эффект, что и увеличение теплопроводности.

Т а б л и ц а 4-2

Топливо	B	$\frac{8 \frac{\lambda}{c} \ln(1+B)}{\rho f} \cdot 10^2$, см ² /сек	Экспериментальное значение (Годсеффа) $\times 10^2$, см ² /сек
Бензол	5,97	1,12	0,97
Толуол	5,67	1,11	0,66
Этил-бензол	5,39	1,08	0,86
Орто-ксилол	5,15	1,01	0,79
Пара-ксилол	5,24	1,08	0,77
Изопропилбензол	5,08	1,06	0,78
Псевдокумол	4,65	1,02	0,87
Три-бутил-бензол	4,93	1,04	0,77
<i>n</i> -гептан	5,82	1,42	0,97
Изооктан	6,41	1,44	0,95

Экспериментальное определение скорости горения капля топлива, подвешенных на нити, при повышенных давлениях было выполнено Дидерихсеном и Холлом (Diederichsen and Hall, 1953), которые установили, что время горения пропорционально $1/p^{1/4}$, где p — абсолютное давление. Так как критерий Грасгофа увеличивается с ростом давления, то полученный результат может быть следствием усиления естественной конвекции.

Движущиеся капли. Когда капля движется относительно окружающей среды, то наличие вынужденной конвекции приводит к увеличению скорости сгорания сравнительно с расчетной по уравнению (4-63). Автором (Spalding, 1953, а) были проведены опыты с моделями капель, выполненными в виде твердых сфер, на поверхность которых непрерывно вытекает жидкое топливо. На рис. 4-22 ре-

результаты экспериментов представлены в виде зависимости величины

$$\frac{m'' d c}{\lambda \lg(1+B)}$$

от критерия Рейнольдса; там же для сравнения приведена кривая Фресслинга (Frössling, 1938). Экспериментальные точки лежат несколько ниже кривой; однако, как уже было отмечено, в связи с отсутствием точных значений λ/c и μ полное совпадение мало вероятно. При построении графика

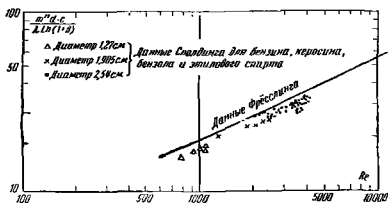


Рис. 4-22. Скорость сгорания жидкого топлива на сферической поверхности (сравнение с другими данными по массообмену).

рис. 4-22 были приняты значения констант газа, соответствующие температуре поверхности топлива, как это обычно делается в работах по теплообмену. Кроме того, использование логарифмической функции от B дает завышенное значение скорости массообмена.

На рис. 4-23 экспериментальные данные представлены в виде зависимости величины

$$\frac{m'' d}{\mu} / \sqrt{Re}$$

от параметра переноса. Сплошная кривая построена на основании теории пограничного слоя для плоской пластинки при продольном обтекании ламинарным потоком (Spalding, 1954, а). Экспериментальные и теоретические значения совпадают столь же хорошо, как и для логарифмического закона (рис. 4-22), но здесь экспериментальные точки лежат выше расчетной кривой. В этих опытах разброс точек больше, чем в рассмотренном выше случае естественной конвекции, что связано с большими экспериментальными трудно-

стями. В диапазоне $0,6 < B < 5$ и $800 < Re < 4000$ экспериментальные данные обобщаются в виде эмпирической зависимости

$$\frac{m''d}{\mu} = 0,53B^{3/2}Re^{1/2}. \quad (4-65)$$

Так как для заданного значения скорости критерий Рейнольдса возрастает по мере увеличения давления, то следует ожидать увеличения скорости горения жидкого топлива с ростом давления. В действительности же в связи с увеличением сопротивления относительная скорость

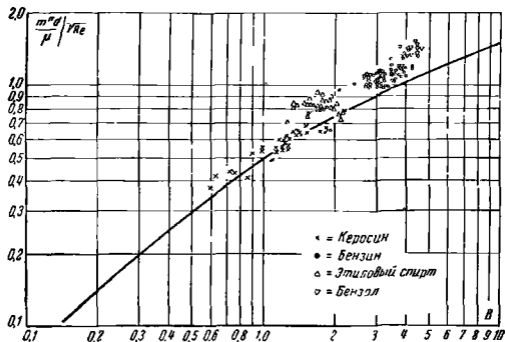


Рис. 4-23. Скорость сгорания жидкого топлива на сферической поверхности.

движения капли уменьшается так, что скорость горения с ростом давления возрастает незначительно.

Влияние нестационарности. До сих пор мы предполагали, что в течение «существования» капли параметр переноса остается постоянным; на самом деле это предположение соответствует действительности лишь в редких случаях. Температура топлива, поступающего в камеру сгорания, обычно ниже температуры кипения; соответственно концентрация пара на поверхности капли мала и при возникновении пламени начальное значение параметра переноса также мало [согласно уравнению (4-58)]. Другое выражение для параметра переноса [уравнение (4-53)]

также должно давать малую величину этого параметра, что определяется большим значением Q , т. е. интенсивным отводом тепла в каплю, средняя температура которой возрастает.

Последующее протекание процесса зависит от соотношения между теплопроводностью жидкости и газа. Если теплопроводность жидкости очень мала, то тепло, сообщаемое жидкости, не проникает далеко внутрь капли и температура поверхности быстро возрастает так, что B приобретает стационарное значение, соответствующее величине $Q = L + c_l(T_s - T_1)$, где L — скрытая теплота испарения, c_l — теплоемкость жидкости, T_1 — начальная температура капли.

В действительности, однако, теплопроводность жидкости намного больше теплопроводности газа и в каждый момент поле температур в капле, по-видимому, близко к равномерному. Соответственно температура поверхности растет не столь быстро, как в предыдущем случае, и тепло Q расходуется на нагрев большего количества жидкости, чем испаряется за то же время. В конце концов, однако, вся капля так сильно нагревается, что Q достигает значения L , т. е. на повышение температуры жидкости тепло не расходуется, так как жидкость уже прогрета. Поэтому, хотя B остается малым дольше, чем в предыдущем случае, но достигает более высокого конечного значения.

Точное решение этой задачи в настоящее время отсутствует, хотя математические трудности и не являются непреодолимыми. Однако едва ли возможно отыскать общее решение задачи, так как для этого необходимо знать зависимость давления паров топлива от температуры. При отсутствии такой зависимости наиболее близкое к действительности допущение состоит, по-видимому в том, что Q остается постоянным и равным $L + c_l(T_s - T_1)$, где T_s принимается равной температуре кипения топлива.

Дополнительные трудности возникают, когда топливо, как это обычно и бывает, представляет собой смесь жидкостей с различными температурами кипения. Можно предполагать, что сначала испаряются легкие фракции, так что параметр переноса постепенно убывает. Соответствующие экспериментальные данные, однако, отсутствуют. Если топливо содержит компоненты со столь высокой температурой кипения, что частичное коксование предшествует их испарению, то эффект фракционирования наблюдается в его крайней форме: после выхода летучих образуется угле-

родная ценосфера. Последняя продолжат гореть, причем параметр переноса соответствует горению углерода. До настоящего времени еще не выявлено влияние такого коксования на полное время сгорания. По данным Ллойда и Проберта (Lloyd and Probert, 1950), коксовый остаток может достигать 10% от общего веса топлива.

Сопротивление. Сопротивление движению горячей капли топлива меньше, чем негорящей сферы равного диаметра, движущейся с той же скоростью. Причина снижения сопротивления трения ясна: перенос вещества в газ вызывает уменьшение относительной скорости вблизи поверхности жидкости и, следовательно, уменьшение градиента скорости и касательного напряжения на поверхности. Для плоской пластины в ламинарном потоке расчет этого эффекта дан Эккертом и Либлейном (Eckert and Lieblein, 1949) и Сполдингом (Spalding, 1954, a). Отношение сопротивлений при наличии и при отсутствии массообмена равно примерно $[\ln(1+B)]/B$, где B — параметр переноса. Это соотношение пригодно для средних значений критерия Рейнольдса; для очень малых значений критерия Рейнольдса теоретическое решение отсутствует. Эксперименты по определению сопротивления, испытываемого телами, на поверхности которых происходит горение, к сожалению, производились с телами, у которых сопротивление трения мало по сравнению с сопротивлением формы. При этом Худяков (1949) и Сполдинг (Spalding, 1951, в), изучавшие горение жидкого топлива в следе соответственно за шарами и цилиндрами, сообщают о значительном уменьшении сопротивления. То, что уменьшение сопротивления вызвано частично снижением сопротивления формы, подтверждается этими авторами, показавшими, что при наличии пламени статическое давление на кормовой поверхности цилиндра приблизительно равно давлению в невозмущенном потоке, в то время как при отсутствии пламени давление намного ниже. Теоретический анализ этого явления отсутствует.

Пламена в следе

Выше предполагалось, что по всей поверхности топлива условия постоянны. По-видимому, небольшие неоднородности всегда имеют место, но предельным случаем неоднородности являются пламена в следе (рис. 4-16.а и г). В этом случае на лобовой стороне тела концентрация кислорода близка к атмосферной и нет продуктов сгорания; только на кормовой стороне возможно выполнение приня-

того выше условия $m_{0s}=0$. Это условие хорошо осуществляется в случае *в* и несколько хуже — в случае *г*.

Теория массообмена для систем с изменяющимися условиями на поверхности до сих пор не разработана. Последующий расчет приведен для того, чтобы показать, как изложенная выше теория может быть распространена на пламена в следе.

Предположим, что происходит массообмен в результате теплообмена с потоком газа с поверхности тела, разделенной на две части (с площадью A_1 и A_2), которым соответствуют коэффициенты теплоотдачи α_1 и α_2 и параметры переноса B_1 и B_2 . Примем также, что коэффициент переноса для одной части не зависит от скорости переноса для другой части поверхности. Если поток обтекает обе части поверхности последовательно, то это предположение, конечно, является неправильным, хотя оно и недалеко от истины, когда одна часть поверхности находится в области отрыва потока. Пусть количество тепла, подводимое к телу на единицу массы переносимого вещества, составляет соответственно для обеих частей поверхности Q_1 и Q_2 , в то время как для испарения переносимого вещества требуется Q кал/г. Если Q_1 меньше Q , то Q_2 будет больше Q и в теле возникнет поток тепла от поверхности 2 к поверхности 1. Если величина массового потока для рассматриваемых частей поверхности равна m_1 и m_2 , то

$$m_1 Q_1 + m_2 Q_2 = (m_1 + m_2) Q = m_2 Q. \quad (4-66)$$

Оба параметра переноса имеют вид I_1/Q_1 и I_2/Q_2 , где I_1 и I_2 — разности энтальпий жидкости, соответствующие условиям на двух частях поверхности тела.

Так как

$$m_1 = \frac{\alpha_1 A_1 \ln(1 + B_1)}{c}, \quad m_2 = \frac{\alpha_2 A_2 \ln(1 + B_2)}{c}, \quad (4-67)$$

где c — теплоемкость жидкости, то уравнение (4-66) преобразуется к виду

$$m_2 = \frac{\alpha_1 A_1}{c} \frac{B_1^*}{B_1} \ln(1 + B_1) + \frac{\alpha_2 A_2}{c} \frac{B_2^*}{B_2} \ln(1 + B_2), \quad (4-68)$$

где $B_1^* = \frac{I_1}{Q}$, $B_2^* = \frac{I_2}{Q}$, т. е. равны параметрам переноса при отсутствии теплового потока внутри тела.

Если и B_1 и B_2 малы, то уравнение (4-68) приближенно можно заменить следующим:

$$m_z = \frac{\alpha_1 A_1}{c} B_1^* + \frac{\alpha_2 A_2}{c} B_2^*, \quad (4-69)$$

которое является точным уравнением для расчета теплообмена в том случае, если теплопроводность тела не оказывает влияния на протекание процесса.

Упрощение, не ограниченное допущением малости значений B , может быть получено, полагая $B_1 = B_2$. Это предположение близко к действительности тогда, когда тело обладает высокой теплопроводностью и, таким образом, имеет почти постоянную температуру, так как при этом m_{fs} остается неизменной по всей поверхности тела. Если B_1 — параметр переноса для чистого испарения, а B_2 — для горения, то

$$B_1 = \frac{m_{fs}}{1 - m_{fs}}; \quad B_2 = \frac{m_{fs} + \frac{m_{Og}}{r}}{1 - m_{fs}}. \quad (4-70)$$

Для углеводородных топлив при горении в воздухе m_{Og}/r по порядку величины равно $1/15$; поэтому для больших значений B_1 и, следовательно, больших значений m_{fs} , B_2 близко к B_1 . Пусть $B_1 = B_2 = B$. Тогда из уравнения (4-68) имеем:

$$\begin{aligned} m_z &= \frac{\alpha_1 A_1 + \alpha_2 A_2}{c} \ln(1 + B) = \\ &= \frac{\alpha_1 A_1}{c} \frac{B_1^*}{B} \ln(1 + B) + \frac{\alpha_2 A_2}{c} \frac{B_2^*}{B} \ln(1 + B). \end{aligned} \quad (4-71)$$

Отсюда

$$B = \frac{\alpha_1 A_1 B_1^* + \alpha_2 A_2 B_2^*}{\alpha_1 A_1 + \alpha_2 A_2}. \quad (4-72)$$

Таким образом, эффективный параметр переноса равен средневзвешенному из значений B_1 и B_2 .

Опыты по определению скорости массообмена для пламен бензина, керосина и газойля, расположенных в следе за цилиндром, при поперечном обтекании потоком воздуха были проведены автором (Spalding, 1951, b). Оказалось, что скорость массообмена пропорциональна квадрату корню из критерия Рейнольдса, как это и следует из анало-

гии с данными по теплообмену в рассматриваемом диапазоне значений критерия Рейнольдса. Эффективные значения параметра переноса для бензина, керосина и газойля составляют соответственно 0,333, 0,265 и 0,216.

Если в уравнении (4-72) обозначить $\alpha_1 A_1 / (\alpha_1 A_1 + \alpha_2 A_2)$ через f и представить выражения B_1^* и B_2^* для первой части поверхности как для чистого испарения, а для второй—как для одновременного испарения и горения, то получим:

$$B = f \frac{c(T_g - T_s)}{Q} + (1 - f) \left\{ \frac{m_{Og} H + c(T_g - T_s)}{Q} \right\}. \quad (4-73)$$

В опытах автора поток воздуха имел температуру примерно 15°C , тогда как температура топлива была несколько ниже средней температуры кипения. Следовательно, $(T_g - T_s)$ отрицательно, что и объясняет низкие значения B . Экспериментальные значения параметров переноса можно использовать для определения величины f ; это дает 0,90, 0,87 и 0,83 соответственно для трех указанных выше топлив. Эффективность лобовой поверхности тела в среднем в 7 раз больше эффективности кормовой поверхности, что объясняется частично более высокими значениями коэффициентов переноса на лобовой поверхности (в рассматриваемом диапазоне чисел Рейнольдса) и частично тем, что условия на поверхности, соответствующие охватывающим пламенам, относятся только к некоторой части кормовой поверхности.

Уравнение (4-73), преобразованное к виду

$$B = \frac{c(T_g - T_s)}{Q} + (1 - f) \frac{m_{Og} H}{Q}, \quad (4-74)$$

позволяет достаточно точно оценить влияние температуры газа на величину B .

Даже не зная значения f , можно видеть, насколько возрастает B при увеличении T_g . До настоящего времени не были проведены экспериментальные исследования при повышенных температурах; не исследовались также и тела другой формы, кроме круглого цилиндра, с иными значениями величины f .

В камерах сгорания газотурбинных двигателей, а также в камерах сгорания других типов горение капель топлива происходит не изолированно, а в факелах. Так как взаимное влияние капель снижает скорость их сгорания и увеличивает время горения, то теория, на основе которой получено уравнение (4-63), должна быть переработана.

Рассматриваемая проблема исследовалась только экспериментально и здесь можно привести лишь общие теоретические соображения. Предположим, что струя жидкого топлива, распадающаяся на капли при впрыскивании в газообразную среду, подчиняется рассмотренным выше законам смешения газовых струй (см. стр. 72); это дает возможность сравнить аксиальное расстояние поверхности стехиометрического состава от форсунки с расстоянием по оси факела, которое проходит изолированная капля до ее полного выгорания. Длина пламени всегда будет больше каждого из этих расстояний, но такое сравнение позволяет выявить, какой механизм является определяющим: смешение струй или горение капель.

Предположим, что окружающая факел среда неподвижна. Из теории струй имеем:

$$\frac{b_{\text{фак}}^* - b_{\text{возд}}^*}{b^* - b_{\text{возд}}^*} = \frac{x/d'}{L}, \quad (4-76)$$

где $b^* = m_f - \frac{m_O}{r}$ на оси факела;

x — аксиальное расстояние от форсунки;

d' — эффективный диаметр факела (см. стр. 120);

$L = x/d'$ в конце потенциального ядра (L приблизительно равно 4).

На поверхности стехиометрического состава $b^* = 0$.

Так как

$$b_{\text{фак}}^* = 1; \quad b_{\text{возд}}^* = -\frac{m_{Og}}{r},$$

то уравнение (4-76) дает

$$\frac{x_{\text{стех}}}{Ld'} = \frac{1 + \frac{m_{Og}}{r}}{\frac{m_{Og}}{r}}. \quad (4-77)$$

Для углеводородных топлив при горении в воздухе ($m_{O_2}/r \approx 1/15$) расстояние до поверхности стехиометрического состава составляет 64 эффективных диаметра (если $L = 4$).

Время, за которое капля проходит некоторое расстояние, можно рассчитать на основании выражения для осевой скорости U , а именно:

$$\frac{U_{\text{фак}}}{U} = \frac{x/d'}{L} \quad \text{при } x/d' \geq L, \quad (4-78)$$

$$\frac{U_{\text{фак}}}{U} = 1 \quad \text{при } x/d' \leq L,$$

где $U_{\text{фак}}$ — начальная скорость топлива.

Расстояние, проходимое частицей за время t , можно получить интегрированием; приближенно

$$\frac{x}{d'} = \sqrt{\frac{2U_{\text{фак}}L}{d'}} t. \quad (4-79)$$

Время горения изолированной капли определяется из уравнения (4-63), которое остается в силе и для капель в факеле топлива, если время горения столь велико, что капля большую часть своего „существования“ оказывается окруженной почти чистым воздухом. Тогда длина пламени $x_{\text{пл}}$ определяется уравнением

$$\frac{x_{\text{пл}}}{L \cdot d'} = \sqrt{\frac{2U_{\text{фак}}}{L \cdot d'} \cdot \frac{\rho_f d_0^2}{\frac{8\lambda}{c} \ln(1+B)}}. \quad (4-80)$$

О том, что определяет длину пламени—горение капель или смешение, можно, следовательно, судить по величине критерия, полученного делением уравнения (4-80) на (4-77):

$$\frac{\frac{m_{O_2}}{r}}{1 + \frac{m_{O_2}}{r}} \sqrt{\frac{U_{\text{фак}}}{L \cdot d'} \cdot \frac{\rho_f d_0^2}{\frac{4\lambda}{c} \ln(1+B)}}. \quad (4-81)$$

Когда этот критерий значительно больше единицы, то длина пламени определяется горением капель и приближенно может быть вычислена по уравнению (4-80), хотя последнее обычно дает несколько заниженную величину. Эти

условия соответствуют очень высокой неполноте смешения в результате палиция топлива в жидкой и газовой фазах.

Если критерий (4-81) значительно меньше единицы, то длина пламени приближенно дается уравнением (4-77) и неполнота смешения незначительно превышает неполноту смешения в обычных турбулентных пламенах.

Как показывает приближенный расчет, в камерах сгорания газотурбинных двигателей критерий (4-81) имеет порядок единицы, т. е. при определении длины пламени необходимо учитывать как смешение струй, так и горение капель. Следовательно, каждое из уравнений (4-77) и (4-80) дает заниженное значение длины пламени. С другой стороны, в промышленных топках величина критерия (4-81) мала, что указывает на преимущественное влияние смешения струй. Это было установлено Трингом и Ньюбаем (Thring and Newby, 1953). Таким образом, горение капель является определяющим в случае малых размеров факела, его больших скоростей и крупных капель; наоборот, в случае больших размеров факела, малых его скоростей и мелких капель определяющим является смешение.

Как в области горения, так и массообмена, вообще, отсутствуют экспериментальные данные, которые можно было бы использовать для проверки правильности приведенных теоретических соображений. Данные по оросительным устройствам, применяемым в химической технологии, очень ограничены и не могут быть непосредственно использованы при рассмотрении интересующего нас вопроса; результаты исследования этих устройств обычно не содержат данных о скорости уменьшения размеров и времени существования капель; кроме того, часто в таких устройствах большое значение имеет тепло- или массообмен в жидкости. Вейнберг (Weinberg, 1952) установил следующее интересное обстоятельство: подвод тепла от газа к факелу центробежной форсунки происходит значительно более интенсивно вблизи сопла, где пелена жидкости еще не распалась, чем далее вниз по потоку, где струя уже распалась на капли.

Интересно отметить, что при горении жидкого топлива интенсивность массообмена невелика сравнительно с его интенсивностью в других технологических процессах. Так, для углеводородных топлив начальное значение параметра переноса составляет около четырех. Окончательно, после того как образуется стехиометрическая смесь топлива и воздуха, масса топлива, приходящаяся на единицу массы

воздуха, равна m_{O_2}/r , т. е. около $1/15$. Используя п. «е» (стр. 105), найдем локальный параметр переноса:

$$\frac{1}{15} = \frac{4 - B_2}{1 + B_2}.$$

Отсюда $B_2 = 3,69$.

Число единиц переноса, необходимое для того, чтобы изменить значение локального параметра переноса от 4 до 3,69, равно

$$\ln \left(\frac{\ln 5}{\ln 4,69} \right),$$

т. е. всего 0,04. Для сравнения напомним, что при сгорании твердого углерода требуется 0,71 единицы переноса (см. стр. 148 и далее). Если, как это имеет место в камерах сгорания газотурбинных двигателей, используется только около одной четверти наличного кислорода, то осуществить горение еще проще, так как необходимо всего 0,01 единицы переноса. Следовательно, из аналогии Рейнольдса вытекает, что неизбежные потери давления в камере сгорания составляют всего около 0,02 скоростного напора. В действительности, конечно, потери давления в камере более чем в 1 000 раз превышают указанное значение. Это связано прежде всего с тем, что в прямолинейном потоке легко происходит срыв пламени. Поэтому в камерах сгорания поток организуется так, что потери давления определяются в основном сопротивлением формы.

Если очень мелкие капли распределены в газе так, что осредненный состав смеси близок к стехиометрическому, то пламя распространяется примерно так же, как в газообразной горючей смеси (Wolfhard and Parker, 1949). В этом случае пламя не связано с отдельными каплями; капли испаряются, по крайней мере частично, до охвата пламенем, которое, по существу, становится разновидностью гомогенных пламен. При атмосферных условиях по данным Бургойна (Burgoyne, 1954) такое пламя образуется, если диаметр капель не превышает 10 мк.

4. ПОВЕРХНОСТНОЕ ГОРЕНИЕ

Теория массообмена может быть применена также к случаю горения гомогенных смесей на твердых раскаленных или каталитических поверхностях. Это явление носит название «поверхностного горения»; его использование

в топках паровых котлов и других нагревательных устройствах было предложено Боном (Bone, 1918). Механизм поверхностного горения состоит в том, что топливо и окислитель диффундируют из движущейся смеси к твердой поверхности, на которой они и реагируют; продукты сгорания диффундируют обратно в поток. Тепло, выделяющееся при реакции, или отводится в поток газа и излучается твердой поверхностью, или отводится внутрь тела.

Если твердое тело представляет собой катализатор, например платиновый или палладисвый, то реакция может протекать при низкой температуре поверхности. Следовательно, таким путем можно заставить реагировать смеси вне обычных пределов воспламенения.

Если твердая поверхность обладает очень слабыми каталитическими свойствами, то температура поверхности должна быть высокой; для этого необходимо, во-первых, чтобы твердое тело было огнеупорным и, во-вторых, чтобы концентрация топлива и кислорода в смеси была достаточной для получения высокой температуры, т. е. состав смеси должен лежать внутри обычных пределов воспламенения.

Рассмотрим случай горения смеси на столь активной поверхности (или вследствие ее каталитических свойств, или высокой температуры), что топливо реагирует с кислородом, как только они достигают поверхности. Это означает, что концентрация топлива на поверхности (для бедной смеси) или кислорода (для богатой смеси) равна нулю. На рис. 4-24 показано распределение концентраций в пограничном слое (по нормали к поверхности) для бедной смеси.

Предположим, что коэффициент теплоотдачи для тела, погруженного в жидкость, равен α . Тогда из аналогии между тепло- и массообменом можно записать выражение для скорости реакции (по топливу) m_f'' [$г/см^2 \cdot сек$] в виде

$$m_f'' = m_{fg} \frac{\alpha}{c} = \frac{m_{Og} - m_{Os}}{r} \frac{\alpha}{c}. \quad (4-85)$$

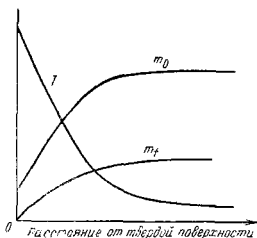


Рис. 4-24. Распределение концентраций и температур у поверхности (при поверхностном горении).

Так как в рассматриваемом случае перенос вещества из газового потока равен переносу в поток, то удобнее пользоваться движущими силами m_{fg} и $(m_{Og} - m_{Os})$, чем параметрами переноса. Нормальная к поверхности составляющая скорости равна, следовательно, нулю (гопливо и кислород движутся в одном направлении, но равная им масса продуктов сгорания движется в противоположном направлении).

Аналогично запишем выражение для теплового потока:

$$q'' = \alpha (T_s - T_g). \quad (4-86)$$

Из рассмотрения баланса тепла на твердой поверхности имеем:

$$q'' = (H - Q) m_j''. \quad (4-87)$$

Найдем температуру поверхности

$$T_s - T_g = (H - Q) \frac{m_{fg}}{c}. \quad (4-88)$$

Уравнения (4-85) и (4-88) справедливы, если коэффициент диффузии равен коэффициенту температуропроводности: $D_f = a$. На основании аналогии Чилтона—Кольбарна можно получить более точное выражение для температуры поверхности:

$$T_s - T_g = (H - Q) \frac{m_{fg}}{c} \left(\frac{D_f}{a} \right)^{2/3}, \quad (4-89)$$

$$T_s - T_g = \frac{(H - Q)}{r} \frac{(m_{Og} - m_{Os})}{c} \left(\frac{D_f}{a} \right)^{2/3}. \quad (4-90)$$

Если коэффициенты диффузии для топлива и кислорода не равны между собой, например $D_f > D_O$ (это имеет место для водорода), то смесь более бедная, чем стехиометрическая, может гореть на поверхности огнеупора как богатая. Это происходит потому, что топливо диффундирует к поверхности значительно быстрее кислорода.

Прямые экспериментальные подтверждения изложенной теории нам неизвестны, но, например, повышение температуры платиновой проволоки используется для измерения содержания горючих компонентов в газе. Однако эта теория, по-видимому, может служить для определения порядка величины скорости реакции при поверхностном горении.

Пример 4-7. По трубе движется воздух со скоростью 6,1 м/сек (при атмосферных температуре и давлении), содержащий 1% водорода по объему. Поперек трубы натянута сетка из раскаленных платиновых проволок диаметром 0,01 см с интервалом между проволоками 0,1 см. Найти долю сгорающего водорода.

Решение. Предположим, что скорость горения водорода определяется его переносом к поверхности проволок, на которой концентрации водорода равна нулю.

Так как $U = 6,1$ м/сек, $d = 0,01$ см, $\nu = 0,151$ см²/сек (значение ν берем при атмосферной температуре), то критерий Рейнольдса для единичной проволоки равен:

$$Re = \frac{Ud}{\nu} = \frac{610 \cdot 0,01}{0,151} = 40,4.$$

Коэффициент диффузии водорода в воздух при 0°С равен 0,61 см²/сек. Тогда $(D/a)^{2/3} = (0,61/0,187)^{2/3} = 2,2$ (для воздуха при 0°С $a = 0,187$ см²/сек).

По Гильперту (Hilpert, 1933) для поперечного обтекания цилиндров воздухом в рассматриваемом диапазоне значений критерия Рейнольдса имеем:

$$Nu = 0,615 Re^{0,466}.$$

Из уравнения (4-85), дополненного введением Чилтон—Кольбарновского множителя $(D/a)^{2/3}$, найдем выражение для массы водорода m' , сгорающего на единицу длины проволоки:

$$m' = m'' \pi d = \frac{m_{fg}}{c} \pi \lambda \cdot 0,615 Re^{0,466} \left(\frac{D}{a} \right)^{2/3}.$$

Тогда доля сгоревшего водорода в потоке, проходящем через промежуток шириной 0,1 см между двумя проволоками, равна:

$$\begin{aligned} & \frac{m_{fg} \pi \lambda \cdot 0,615 Re^{0,466} \left(\frac{D}{a} \right)^{2/3}}{c m_{fg} \rho U \cdot 0,1} = \\ & = \frac{\pi \cdot 0,212 \cdot 0,615 \cdot 40,4^{0,466}}{610 \cdot 0,1} \cdot 2,2 = 0,083 \end{aligned}$$

(для воздуха при атмосферных условиях $\frac{\lambda}{c\rho} = 0,212$ см²/сек).

Таким образом, на поверхности проволок сгорает только около 8% водорода. Этот результат, по крайней мере для очень бедных смесей, не зависит от концентрации водорода в потоке, так как и скорость горения и скорость продольного переноса пропорциональны концентрации водорода.

Обозначения к главе 4

A — площадь.

a — коэффициент температуропроводности.

$$b = \left(\frac{m_0 H}{r} + cT \right) / Q.$$

$$b^* = m_f - \frac{m_0}{r}.$$

c — удельная теплоемкость при постоянном давлении.

D — коэффициент диффузии.

d — диаметр струи; диаметр.

d' — эффективный диаметр струи.

d_c — диаметр камеры сгорания.

d_0 — начальный диаметр.

E — энергия активации.

E — излучательная способность.

$$e = \frac{m_0 H}{r} + cT.$$

$$f = \alpha_1 A_1 / (\alpha_1 A_1 + \alpha_2 A_2).$$

G — количество движения струи.

G' — количество движения струи на единицу ширины.

g — ускорение силы тяжести.

H — теплота сгорания.

h — теплота образования.

I — энтальпия.

K — константа; реакционная способность.

$L = x/d$ — относительная длина потенциального ядра турбулентной струи.

m — относительная массовая концентрация (безразмерная).

m' — поток массы на единицу ширины.

m'' — поток массы на единицу площади.

m_c — масса углерода на единицу массы стали.

P — величина сохраняемого свойства на единицу массы.

P^C — масса элементарного углерода на единицу массы смеси.

P^H — масса элементарного водорода на единицу массы смеси.

P^O — масса элементарного кислорода на единицу массы смеси.

p — парциальное давление.

Q — количество тепла, отводимого из газа, на единицу массы, проходящей через границу раздела фаз.

R — газовая постоянная.

r — стехиометрическое отношение.

Re — критерий Рейнольдса.

Sc — критерий Шмидта.

- T — температура; абсолютная температура.
 t — время.
 t_b — время горения частицы.
 X — масса исходного газа на единицу массы стали.
 x — аксиальное расстояние (при смешении струй).
 x_1 — аксиальное расстояние до начала подмешивания.
 x_2 — аксиальное расстояние до сечения, где струя касается стенки.
 x, y, z — прямоугольные координаты.
 U — скорость струи.
 u, v, w — компоненты скорости по осям x, y, z .
 v — относительная объемная концентрация (безразмерная).
 Z — состав смеси (весовое отношение воздуха к топливу в смеси).
 α — коэффициент теплообмена.
 δ — толщина неподвижной пленки.
 ϵ — относительный избыток воздуха.
 κ — константа испарения.
 λ — коэффициент теплопроводности.
 μ — коэффициент динамической вязкости.
 ν — коэффициент кинематической вязкости.
 σ — постоянная Стефана.

Литература к главе 4

- Bangham D. H. (Ed.), *Progress in Coal Science*, Butterworth-London, 1950.
 Hottel H. C., Survey paper on „Burning in Laminar and Turbulent Fuel Jets“ in *Fourth Symposium on Combustion*, Williams a. Wilkins, Baltimore, 1953.
 Lowry H. H. (Ed.), *The Chemistry of Coal Utilization*, 2 vols, Wiley, New York, 1945.
 Sherwood T. K. and Pigford R. L., *Absorption and Extraction*, McGraw-Hill, New York and London, 1952.
 Thring M. W., *The Science of Flames and Furnaces*, Chapman a. Hall, London, 1952.
 Предводителев А. С. Хитрин Л. Н., Цуханова О. А., Колодцев Х. И., Гроздовский М. К., *Горение углерода*, изд. АН СССР, 1949.

Глава пятая

ВЛИЯНИЕ ХИМИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ

1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ ГАЗОВЫХ РЕАКЦИЙ

До последнего времени почти все исследования горения были посвящены изучению химии горения. В результате этих работ получены обширные материалы и гипотезы о природе химических реакций между топливом и кислородом. В этой книге не приводится обзора соответствующих работ отчасти потому, что такие обзоры были уже сделаны Йостом (Jost, 1946) и Льюисом и Эльбе (Lewis and von Elbe, 1951), а, кроме того, и потому, что современный уровень развития химии горения еще недостаточен для практического использования результатов научных исследований. Последнее объясняется тем, что для упрощения эксперимента в лабораторных условиях изучение реакций проводилось при их медленном протекании, т. е. при сравнительно низких температурах, тогда как все характеристики пламен определяются главным образом реакциями, которые протекают при очень высоких температурах. Поэтому практически роль химиков в основном ограничилась объяснением значения предпламенных реакций, вызывающих «детонацию» в карбюраторных двигателях и самовоспламенение в дизелях.

Эти процессы, по-видимому, не имеют существенного значения при работе камер сгорания газовых турбин, где установившееся движение газа обеспечивает смешение продуктов сгорания с горючей смесью и в результате нагревание смеси до высокой температуры, когда начинается быстрая реакция; естественно, в этом случае чисто химические исследования не могут быть использованы.

Поэтому в дальнейшем будет изложена лишь элементарная теория химических реакций с точки зрения кинетической теории газов как основа общего представления о распространении и погасании пламен. Детальное изложение предмета читатель может найти в литературе, указанной в конце главы.

Как известно, с достаточной точностью можно считать, что газ представляет собой облако дискретно распределенных молекул, находящихся в быстром движении. Такие явления, как давление, вязкость, теплопроводность и диффузия, можно объяснить, если исходить из этой гипотезы. Пусть, например, имеется 1 см^3 газа с плотностью $\rho \text{ г/см}^3$, молекулы которого движутся со средней скоростью \bar{u} . В некоторый момент времени по направлению одной из граней куба движется в среднем $1/6$ часть всех молекул, и поэтому масса молекул, ударяющихся в единицу времени об эту грань, равна $\rho \bar{u} \cdot 6$. Если предположить, что молекулы обладают идеальной упругостью, то изменение количества движения в единицу времени будет равно давлению p газа на грань:

$$p = \frac{1}{3} \rho \bar{u}^2 \frac{1}{g_0} \quad \Gamma/\text{см}^2, \quad (5-1)$$

где g_0 — коэффициент для перехода от дин к граммам силы.

Если газ идеальный, то

$$p = \frac{R}{M} \rho T \quad \Gamma/\text{см}^2, \quad (5-2)$$

где R — универсальная газовая постоянная, равная $0,848 \cdot 10^5 \text{ Г} \cdot \text{см/г} \cdot \text{моль} \cdot ^\circ\text{К}$;

M — молекулярный вес газа;

T — абсолютная температура, $^\circ\text{К}$.

Из уравнений (5-1) и (5-2) можно найти выражение для средней скорости молекул:

$$\bar{u} = \sqrt{3g_0 RT/M} = 1,58 \cdot 10^4 \sqrt{T/M} \text{ см/сек.} \quad (5-3)$$

Например, для воздуха с молекулярным весом 29 при комнатной температуре 288°К величина $\bar{u} = 5,07 \cdot 10^4 \text{ см/сек}$. Следует сравнить выражения для скорости \bar{u} и скорости звука, равной $\sqrt{kg_0 RT/M}$; для воздуха величина $k = 1,4$. Очевидно, звуковая волна не может распространяться быстрее, чем движутся молекулы газа; опыт показывает, что скорость звука несколько меньше скорости молекул.

Реакция между газом и твердым телом

Реакция между газом и твердым телом может протекать только в том случае, если молекулы газа удара

ются о поверхность тела. Пусть, например, реагирующим газом является кислород в газовой смеси, имеющей плотность ρ_s , причем относительная весовая концентрация кислорода на поверхности равна m_{O_2} . Тогда верхний предел скорости реакции будет определяться количеством молекул кислорода, которые ударяются о единицу поверхности в единицу времени, т. е.

$$z''_0 = m_{O_2} \rho_s \bar{u} / 6 = 2,63 \cdot 10^3 m_{O_2} \rho_s \sqrt{T/M} \text{ гO}_2/\text{см}^2 \cdot \text{сек.} \quad (5-4)$$

Если на поверхности тела имеются неровности, или если тело состоит из отдельных зерен, то необходимо учитывать поверхность всех неровностей и зерен. Эта полная поверхность может быть во много раз больше поверхности, определяемой внешними контурами.

Плотность газа обратно пропорциональна абсолютной температуре. Поэтому, как это следует из уравнения (5-4), количество молекул, ударяющихся в единицу времени о поверхность тела, при постоянном давлении обратно пропорционально корню квадратному из абсолютной температуры. Например, если при сгорании углерода в воздухе концентрация кислорода на поверхности уменьшается до $m_{O_2} = 0,02$ г/г и температура поверхности равна 1500°K , причем каждая ударяющаяся о поверхность молекула кислорода образует молекулу окиси углерода, то скорость выгорания углерода определяется следующим образом:

$$(12/16) 2,63 \cdot 10^3 \cdot 0,02 \cdot 1,29 \cdot 10^{-3} \times$$

$$\times (273/1500) \sqrt{1500/29} = 6,65 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^2 \cdot \text{сек.},$$

где $1,29 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$ — плотность воздуха при 273°K ; средний молекулярный вес смеси принят равным 29.

Энергия активации

Соударение двух молекул является необходимым, но недостаточным условием для протекания реакции. Необходимо также, чтобы соударение было достаточно эффективным и привело к разрушению цепей, образующих структуру молекул. Молекулы, из которых состоит газ, имеют различные скорости, отличающиеся от некоторого среднего значения: только относительно небольшое количество молекул имеет очень большие или очень малые скорости, большинство же молекул имеет скорости, близкие к среднему значению. Закон распределения скоростей молекул известен, и поэтому

можно найти относительное количество соударений $\exp(-E/RT)$, энергия которых превышает некоторую критическую величину E кал/г·моль. Зависимость $\exp(-E/RT)$ от T представлена на рис. 5-1 для различных значений E/R . Здесь R —универсальная газовая постоянная, имеющая размерность кал/г·моль·°К и численное значение 1,985. Аррениус (Arrhenius, 1889) первый установил, что скорость реакции пропорциональна $\exp(-E/RT)$, и предложил использовать эту связь при обработке эксперимен-

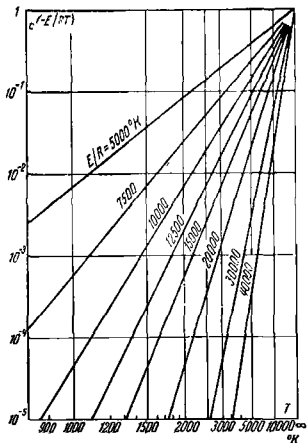


Рис. 5-1. Зависимость $e^{-E/RT}$ от T при различных значениях E/R .

тальных данных. Величина E называется энергией активации.

Как видно из рис. 5-1, при бесконечно большом увеличении температуры величина $\exp(-E/RT)$ стремится к единице, когда, таким образом, все соударения приводят к реакции. Для большинства реакций горения величина E находится в интервале от 10 000 до 80 000 кал/г·моль; температура реакций лежит в пределах от 1500 до

2500° К. Таким образом, даже при высоких температурах относительное количество соударений молекул, имеющих необходимую энергию, может быть весьма малым. При комнатной температуре это количество обычно пренебрежимо мало.

Гомогенные бимолекулярные реакции

В отличие от гетерогенных реакций, когда реагенты находятся в различных фазах, газовые реакции называются гомогенными. Число соударений между находящимися в смеси молекулами типа j и k можно найти, используя представления кинетической теории газов. Число соударений, отнесенное к единице времени и единице объема, пропорционально произведению концентраций, средней скорости молекул и площади поперечного сечения молекул. Установлено (Jeans, 1940), что масса молекул типа j , сталкивающихся в единицу времени и в единице объема с молекулами типа k , приблизительно равна:

$$z_j'' = 3,90 \cdot 10^{28} \cdot m_j \cdot m_k \rho^2 \tau^2 T^{1/2} M^{-3/2} z_j' \text{ г/см}^3 \cdot \text{сек}, \quad (5-5)$$

где τ — средний диаметр молекул;
 M — средний молекулярный вес.

Термин диаметр молекулы не следует понимать буквально; он обозначает расстояние между центрами молекул, на котором становится заметным влияние каких-либо межмолекулярных сил. Величину σ нельзя непосредственно измерить, однако ее можно найти, используя опытные данные по измерению вязкости. Для кислорода $\sigma = 3,62 \cdot 10^{-8}$ см, а для водорода $\sigma = 2,72 \cdot 10^{-8}$ см. Приближенные соотношения (5-6) дают связь между σ , коэффициентом вязкости μ , коэффициентом теплопроводности λ , теплоемкостью при постоянном давлении c и коэффициентом диффузии D при условии равенства единице критериев Прандтля и Шмидта:

$$\mu = \frac{\lambda}{c} = D\rho = 2,67 \cdot 10^{-21} \frac{\sqrt{MT}}{\sigma^2} \text{ г/см} \cdot \text{сек}. \quad (5-6)$$

Точность соотношений (5-6) зависит от того, в какой мере выполняется приведенное условие.

В качестве примера найдем по уравнению (5-5) массу молекул кислорода, которые соударяются с молекулами топлива в газовой смеси, имеющей температуру 2000° К и атмосферное давление, если концентрации кислорода и топ-

дства равны соответственно 0,05 и 0,015; эти значения типичны для зоны реакции топливо-воздушной смеси. Принимая средний молекулярный вес смеси равным молекулярному весу воздуха, $\sigma = 3,62 \cdot 10^{-8}$ см, получим:

$$z''_{O_2} = 3,90 \cdot 10^{28} \cdot 0,05 \cdot 0,015 \cdot \left(1,29 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{273}{2000}\right)^3 \times \\ \times (3,62 \cdot 10^{-8})^2 \cdot 2000^{1/2} \cdot 29^{-3/2} = 3,37 \cdot 10^2 \text{ г/см}^3 \cdot \text{сек.}$$

Плотность при заданном давлении пропорциональна T^{-1} , поэтому количество соударений в единице объема и в единицу времени для бимолекулярной реакции пропорционально $T^{-3/2}$. Для протекания гомогенной реакции, так же как и гетерогенной, соударения молекул еще недостаточно. Если бы любое соударение вызывало реакцию, то смесь топлива с воздухом могла бы сохраняться только в течение долей секунды. Техника сжигания была бы проще, но и значительно опаснее. В действительности лишь та часть всех соударений, энергия которых превышает энергию активации, может привести к реакции. Однако даже не все эти соударения эффективны, так как для протекания реакции необходима еще определенная взаимная ориентировка соударяющихся молекул. Поэтому в выражение (5-5) необходимо дополнительно ввести поправочный коэффициент P , обычно меньший единицы. Таким образом, выражение для скорости реакции молекул типа j можно написать в виде

$$m_j''' = Pz_j''' \exp(-E/RT) \text{ г/см}^3 \cdot \text{сек.}, \quad (5-7)$$

где величина z_j''' определяется уравнением (5-5).

Приведенные ниже данные о распространении пламени показывают, что расчет скоростей по уравнению (5-7) дает правильные по порядку величины значения. Ширина фронта пламени при атмосферном давлении составляет около 10^{-1} см, а энергия активации углеводородов равна приблизительно $40000 \text{ кал/г} \cdot \text{моль}$. По рис. 5-1 при 2000° К величина $\exp(-E/RT)$ равна $5 \cdot 10^{-3}$. Если коэффициент P принять равным единице, то, используя найденную ранее величину z_{O_2}''' , можно вычислить скорость выгорания кислорода, отнесенную к единице площади фронта пламени:

$$m_{O_2}'' = 10^{-1} \cdot 337 \cdot 5 \cdot 10^{-3} = 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^2 \cdot \text{сек.}$$

Весовое содержание кислорода в воздухе составляет около $3 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3$. Поэтому скорость распространения

пламени должна быть равна приблизительно 6 см/сек. Этот результат по порядку величины согласуется с имеющимися экспериментальными данными.

Лонгвелл, Фрост и Вейс (Longwell, Frost and Weiss, 1953), а также Эвери и Харт (Avery and Hart, 1953) на основании кинетической теории газов произвели расчеты изменения скоростей гомогенных реакций в зависимости от состава смеси и соотношения между сгоревшей и несгоревшей частями смеси. Действительные значения скоростей были получены в опытах с ламинарными и стабилизированными пламенами. Аналогичные расчеты были проведены также Воленбергом (Wohlenberg, 1953).

Цепные реакции

Если бы закономерности реакций горения определялись лишь количеством соударений и энергией молекул топлива и кислорода, то разработка полной количественной теории распространения пламени была бы сравнительно несложной. Однако формула:

топливо + кислород \rightarrow продукты реакции

описывает лишь конечный результат цепи последовательных реакций с различными промежуточными продуктами. Каждая из них, по-видимому, подчиняется уравнению типа² (5-7), причем E и P имеют специфические для каждой из них значения. Поэтому скорость реакции горения определяется скоростью самой медленной из этих реакций, составляющих цепь.

Для небольшого числа простых реакций, протекающих весьма медленно и при низких температурах, структура цепи была найдена экспериментально. Однако нет надежных данных о последовательности протекания реакции окисления углеводородов в пламени и до настоящего времени не известны методы получения этих данных. Поэтому исчерпывающий теоретический анализ пока еще невозможен. В дальнейшем для выяснения свойств пламен ограничимся лишь качественным анализом явлений с использованием методов теории размерностей; экспериментальные данные будут рассматриваться на основе полученных теоретических соображений.

Пламена

Для химика пламя является одним, но не обязательно наиболее интересным проявлением протекания химических реакций; для специалиста по горению основной интерес

представляют именно пламена. Необходимо установить, что такое «пламя» и почему оно возникает. Наиболее характерным признаком пламени является наличие больших градиентов температуры и концентрации на границах пламени. Выясним причину этого на примере горения гомогенной горючей смеси.

Естественно, условием образования пламени является прежде всего наличие смеси, в которой может протекать экзотермическая химическая реакция. Далее, количество тепла, выделяющееся при сгорании единицы веса горючего, должно быть достаточным для существенного повышения температуры продуктов сгорания над температурой реагентов. Скорость химической реакции, т. е. количество вещества, реагирующего в единице объема в единицу времени, сильно возрастает с температурой; поэтому при указанных условиях реакция самоускоряется. В результате, если реакция возникла в некоторой точке объема, она быстро завершится в этой точке, прекращаясь при израсходовании реагирующих компонентов: одновременно в других точках объема смеси реакция вообще не происходит. Таким образом, протекание в некоторой точке экзотермической реакции, ускоряющейся с ростом температуры, приводит к образованию неоднородностей, что является характерной особенностью протекания реакций в пламенах в отличие от обычных химических реакций.

Образование некоторого количества продуктов сгорания после завершения реакции в первоначальном очаге вызывает реакцию в соседних слоях горючей смеси. При этом возможны два различных механизма возникновения реакций: разогрев смеси вследствие теплопроводности или диффузия активных частиц, например имеющихся в продуктах сгорания атомов водорода, вызывающих реакцию. По-видимому, реализуются оба указанных механизма, приводящих к одинаковым результатам: в прилегающих слоях смеси возникает реакция, и пламя стремится распространиться по всему объему горючей смеси. Фронт пламени можно определить как граничную зону между горючей смесью и продуктами сгорания. Ширина фронта пламени всегда мала по сравнению с размерами всего объема газа: как будет видно из дальнейшего, это является условием устойчивости процесса горения. Аналогично толщине пограничного слоя в гидродинамике ширину фронта пламени можно определить лишь условно, однако это не вызывает каких-либо практических затруднений.

В дальнейшем мы приведем основные уравнения, описывающие процессы, протекающие после возникновения пламени в горючей смеси, и рассмотрим методы их решения. Однако прежде всего выясним связи между профилями концентраций и температур, которые имеют место в пламени горючей гомогенной смеси, равно как и в диффузионном пламени (глава 4). Ограничимся случаем нормального горения (стр. 52).

Связь между температурой и концентрацией

Форма записи дифференциальных уравнений сохранения энергии и неразрывности, составленных для среды, в которой происходит реакция, не зависит от граничных условий. Поэтому уравнения, приведенные на стр. 110 для процесса горения в диффузионных пламенах, справедливы также для пламен гомогенной смеси. Например, остается справедливым уравнение

$$a \left(\frac{\partial^2 e}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 e}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 e}{\partial z^2} \right) - u \frac{\partial e}{\partial x} - v \frac{\partial e}{\partial y} - w \frac{\partial e}{\partial z} = 0, \quad (5.8)$$

где

$$e = m_0 H / r + cT,$$

которое показывает, что количество выделяющегося тепла пропорционально количеству израсходованного кислорода. Это уравнение получено в результате приложения первого закона термодинамики к элементарной частице газа при условии равенства коэффициентов диффузии кислорода и температуропроводности. Этот же закон можно использовать для анализа процессов, происходящих в установившемся потоке однородной горючей смеси, движущейся через фронт пламени. Если можно пренебречь лучистым теплообменом, а также теплообменом с окружающими поверхностями, то согласно первому закону термодинамики $e_a = e_b$, где индексы a и b относятся соответственно к горючей смеси и продуктам сгорания. Это соотношение дает граничное условие, которому должно удовлетворять решение уравнения (5.8). Однако при установившемся процессе это условие может быть выполнено лишь в том случае, если величина e вообще постоянна, что является важным следствием предпосылки о равенстве коэффициентов диффузии и температуропроводности.

Этот результат позволяет сделать вывод, что в зоне высоких температур, где скорость химической реакции толь-

ко и может быть большой, концентрация топлива и кислорода должна быть низкой. Если температура достигает максимального значения, то, следовательно, концентрация хотя бы одного из реагентов падает до нуля; далее реакция продолжаться не может. Это справедливо и в общем случае, когда $D \neq a$. Однако если $D = a$, то концентрация связана с температурой простой линейной зависимостью, представленной на рис. 5-2. Скорость реакции в этом случае является функцией лишь температуры, так как указанную линейную зависимость можно использовать для исключения величин концентраций из уравнений (5-5) и (5-7). Эти уравнения справедливы в том случае, если скорость реакции пропорциональна числу активных соударений молекул топлива и кислорода или зависит от концентрации продуктов, получающихся в результате реакций. Для бедной смеси, т. е. в случае израсходования топлива раньше кислорода, имеем:

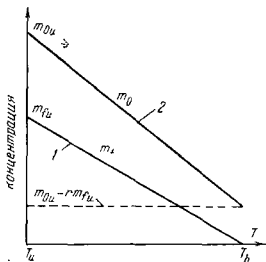


Рис. 5-2. Зависимость концентрации топлива и кислорода от температуры для реакций при постоянной энтальпии ($D = a$) и наличии избыточного кислорода. Удельная теплоемкость принята постоянной.

1 — линия $m_{fu}H + cT = \text{const}$; 2 — линия $m_{O_2}H/r + cT = \text{const}$.

1 — линия $m_{fu}H + cT = \text{const}$; 2 — линия $m_{O_2}H/r + cT = \text{const}$.

$$m_f''' = 3,90 \cdot 10^{28} \left(m_{fu} \cdot \frac{T_b - T}{T_b - T_u} \right) \left(m_{O_2} - \frac{T - T_u}{T_b - T_u} r m_{fu} \right) \times \\ \times P \rho^2 \sigma^2 T^{1/2} M^{-3/2} \exp(-E/RT) \text{ г топлива/см}^3 \cdot \text{сек.} \quad (5-9)$$

Это уравнение получено в предположении постоянства теплоемкости газа в зоне горения и участия в реакции лишь топлива и кислорода. Эти грубые допущения тем не менее не искажают правильности качественных результатов анализа.

Уравнение (5-8) для процесса сгорания в пламени однородной смеси можно рассматривать как математическую формулировку условия постоянства энтальпии газа. Однако если коэффициент температуропроводности больше ко-

эффициента диффузии кислорода D_{O_2} (или коэффициента диффузии топлива), то температура в передней зоне фронта пламени будет выше температуры, соответствующей уменьшению концентрации кислорода. Следовательно, энтальпия слоя газа в передней зоне фронта пламени будет больше, чем энтальпия исходной смеси и энтальпия продуктов сгорания, которые согласно первому закону термодинамики обязательно должны быть равны. Если, наоборот, $D_{O_2} > a$, то энтальпия слоя газа в передней зоне фронта пламени будет меньше.

Вследствие трудностей измерения температуры и состава газа в тонком слое фронта пламени еще нет непосредственных подтверждений такого характера изменения энтальпии. Подробное исследование требует полного анализа состава газа, так как в зоне горения находится много различных продуктов реакции. Льюис и Эльбе (Lewis and von Eibe, 1951) полагают, что наличие во фронте пламени зоны, где энтальпия газа имеет максимальное значение, подтверждается тем, что теория, базирующаяся на этом предположении, успешно объясняет некоторые характеристики процессов воспламенения и потухания пламен. Однако, как будет показано ниже, эти характеристики можно проще объяснить, не пользуясь указанным предположением.

Измерения профилей температур во фронте ламинарных пламен были проведены Клаукенсом и Вольфхардом (Klauckens and Wolfhard, 1948), Фридманом (Friedman, 1953), Диксон-Льюисом (Dixon-Lewis, 1953), Фристромом, Прескоттом, Нейманом и Эвери (Fristrom, Prescott, Neumann and Avery, 1953), Ли и Карпентером (Leah and Carpenter, 1953), Джильбертом и Лобделлом (Gilbert and Lobdell, 1953), Бургойном и Вайнбергом (Burgoyne and Weinberg, 1953). Только измерения Фристрома показали, что во фронте пламени существуют температуры, превышающие адиабатическую температуру сгорания.

2. ГОРЕНИЕ ГОМОГЕННЫХ СМЕСЕЙ

В газовых турбинах и других камерах сгорания топливо и воздух обычно подаются порознь и лишь затем происходит их смешение. В некоторых камерах сгорания может существовать настоящее диффузионное пламя, так как топливо и кислород поступают к зоне реакции с противоположных сторон; в других типах камер перемешивание

завершается до начала реакции. Для простоты сначала полностью пренебрежем процессом смешения и рассмотрим распространение пламени в гомогенной смеси постоянного состава. В реальных условиях к этому крайнему случаю приближается процесс сгорания в форсажных камерах воздушно-реактивных двигателей.

Стационарное распространение пламени

Мы не будем подробно излагать здесь математические теории распространения пламени, разработанные, например, Хиршфельдером с сотрудниками (Hirschfelder and Curtiss; Henkel, Spaulding and Hirschfelder; Henkel, Hummel and Spaulding, 1949; Hirschfelder, Curtiss and Campbell, 1953) или Зельдовичем (1948). Ограничимся лишь использованием некоторых математических соотношений для выяснения закономерностей рассматриваемого явления.

Дифференциальное уравнение. Для того чтобы проследить за изменением параметров горящего газа, можно исследовать изменение концентрации реагентов или продуктов сгорания либо исследовать изменение температуры. Примем температуру в качестве параметра, характеризующего состояние газа; очевидно, высокая температура имеет место в продуктах сгорания, низкая температура — в горючей смеси¹ и промежуточная температура — в частично прореагировавшей смеси. Выбор температуры имеет преимущество также потому, что в некоторых выражениях для скорости реакции она оказывается единственной переменной.

Дифференциальным уравнением, описывающим изменение температуры, служит уравнение энергетического баланса с учетом теплопроводности, выделения тепла в результате химической реакции и изменения энтальпии:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] + Hm_j''', \quad (5-10)$$

где T — температура;

t — время;

x, y, z — прямоугольные координаты;

c — теплоемкость газа при постоянном давлении (принимается одинаковой для продуктов сгорания и горючей смеси);

¹ Термин „горючая смесь“ применяется для обозначения свежей смеси перед началом горения. (Р е д.)

ρ — плотность газа (постоянная);
 λ — коэффициент теплопроводности газа (постоянный)¹;
 H — теплотворная способность топлива, кал/г топлива;

m_f''' — скорость выгорания топлива, отнесенная к единице объема и единице времени.

Это уравнение нестационарного процесса для случая, когда газ неподвижен относительно принятой системы координат. Решение его возможно, если скорость реакции m_f''' выражена в функции T , например в форме уравнения (5-9). Даже в том случае, если реакция не относится к реакциям рассматриваемого типа и коэффициенты диффузии различных химических веществ не равны коэффициентам температуропроводности, все же сохраняется возможность представить m_f''' как функцию T и T_b , так как для заданной горючей смеси каждой температуре соответствует определенная скорость реакции.

Если ограничиться анализом одномерного случая, уравнение (5-10) можно записать в следующем общем виде:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + Z p^{n-1} f(T), \quad (5-11)$$

где $a = \lambda / \rho c_p$ — коэффициент температуропроводности газовой смеси;

p — давление газовой смеси (постоянное);

n — константа, характеризующая порядок реакции; для мономолекулярной реакции $n=1$, для бимолекулярной $n=2$ и т. д.;

Z — константа, зависящая от свойств исходной смеси;

$f(T)$ — функция температуры, зависящая также от свойств исходной смеси.

Второй член в правой части уравнения (5-11) получен следующим образом. Скорость реакции, отнесенную к единице времени и единице объема, m_f''' можно представить в виде $p^n \Phi(T)$. Эту зависимость можно рассматривать как обобщение уравнения (5-9) на реакция, не являющиеся

¹ Марбль и Адамсон (Marble and Adamson, 1954) разработали метод использования преобразования Ховарта (Howarth, 1948) при исследовании подобных проблем, пригодный для учета зависимости λ и ρ от температуры. Этот метод полезен тогда, когда требуется повышенная точность. Здесь для упрощения анализа λ и ρ предполагаются постоянными.

бимолекулярными. Функция Φ одновременно отражает зависимость плотности от T . Разделим обе части уравнения (5-10) на величину $c_p = c_p / RT$, где R — газовая постоянная. Тогда второй член, соответствующий теплу, выделяющемуся при реакции, оказывается пропорциональным p^{n-1} и $\Phi(T) \cdot T$. Получающееся таким образом выражение можно записать в виде $Z p^{n-1} f(T)$.

Характер протекания функции $f(T)$ имеет большое значение. Некоторые свойства этой функции могут быть найдены из самых общих соображений. Например, известно, что при очень низких температурах реакция по существу

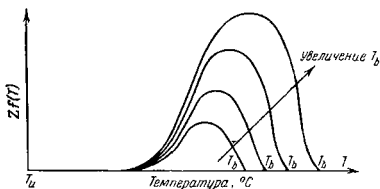


Рис. 5-3. Общая форма кривых выделения тепла при реакциях.

не идет, т. е. если T мало, $f(T) = 0$. Если T приближается к T_b — температуре продуктов сгорания, то скорость реакции опять уменьшается в связи с уменьшением концентрации реагентов, поэтому $f(T_b) = 0$. Таким образом, качественно протекание функции $Zf(T)$ должно быть таким, как это изображено на рис. 5-3. Скорость реакции растет с температурой, поэтому по мере повышения T_b увеличивается также максимальное значение функции. В случае применимости уравнения (5-9) кривые графика могут быть получены расчетом. Общий анализ формы этих кривых показывает, что величину Z можно рассматривать как меру максимальной скорости выделения тепла, т. е. высоты подъема кривых, а функция $f(T)$ определяет наклон кривых.

Графический метод решения. Если реакция вообще не протекает, то уравнение (5-11) переходит в

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}. \quad (5-12)$$

Это уравнение одномерного нестационарного распространения тепла при постоянной теплопроводности и отсутствии источников и стоков. Для решения этого уравнения можно использовать аналитические, численные и графические методы. Однако при наличии реакции имеются источники тепла. В этом случае аналитические решения обычно невозможны и приходится использовать численные и графические методы (Spalding, 1953, b). Эти методы для случая одномерного распространения тепла весьма подробно рассмотрены Дюсинберге (Dusinberge, 1949). При таких расчетах среда предполагается состоящей из ячеек конечного размера, в которых непрерывное изменение температуры вследствие теплопроводности заменяется скачкообразным изменением по интервалам времени. Подобный метод расчета, пригодный также для случая изменения температуры в результате реакции, изложен ниже.

Заменяя дифференциальное уравнение (5-11) уравнением в конечных разностях, которое дает связь между значениями температуры в точке m в моменты времени n и $n+1$ с значениями температуры в соседних точках $m+1$ и $m-1$, получим:

$$T_{m,n+1} - T_{m,n} = a \frac{\Delta t}{(\Delta x)^2} (T_{m+1,n} - 2T_{m,n} + T_{m-1,n}) + Z p^{n-1} f(T_{m,n}) \Delta t, \quad (5-13)$$

где подстрочные индексы m , n и т. д. относятся соответственно к точке и моменту времени;

Δx — ширина ячеек, на которые разбивается среда;

Δt — конечный интервал времени.

Величины Δt и Δx могут быть выбраны произвольно, однако их удобно выбрать так, чтобы $(a\Delta t)/(\Delta x)^2 = 1/2$, так как в этом случае уравнение (5-13) переходит в

$$T_{m,n+1} = \frac{T_{m+1,n} + T_{m-1,n}}{2} + Z p^{n-1} f(T_{m,n}) \Delta t. \quad (5-14)$$

Отсюда следует, что температура в слое m в момент времени $n+1$ равна средней арифметической температур в соседних слоях $m-1$ и $m+1$ в предыдущий момент времени плюс некоторое повышение в результате протекания реакции, зависящее от температуры в соответствии с принятым законом скорости реакции.

Выражение (5-14) дает возможность разработать простой численный метод расчета пространственного распре-

деления температуры, получающегося из исходного состояния после нескольких последовательных интервалов времени. Мы будем пользоваться графическим методом, подобным методу, который для одномерного случая задачи о распространении тепла известен как метод Шмидта (Schmidt, 1924). Однако в предлагаемом методе учитывается не только передача тепла теплопроводностью, но и выделение тепла в результате химических реакций. Несмотря на приближенность метода, его точность в данном случае достаточна.

Развитие стационарного пламени. Применим изложенный метод для изучения развития стационарно распространяющегося пламени от некоторого начального состояния, при котором большой объем продуктов сгорания соприкасается плоской поверхностью с большим объемом горючей смеси. Под «большим» объемом подразумевается объем, размеры которого значительно больше, чем ширина фронта пламени. В начальный момент времени профиль температуры в плоскости, перпендикулярной поверхности соприкосновения объемов, имеет прямоугольную форму и на рис. 5-4,а обозначен цифрой 0. Последующие профили температур, найденные графическим методом, представлены ломаными линиями с 1 по 10, которые приближенно соответствуют в действительности плавным кривым распределения температуры.

Заданный закон скорости реакции, т. е. изменение $Zp^{n-1} f(T) \Delta t$ по T , представлен на рис. 5-4,в; масштабы по осям абсцисс и ординат одинаковы.

Кривые 1—4 показывают, что около исходной граничной плоскости температура продуктов сгорания падает, но после момента времени 4 она снова начинает возрастать; кривые, соответствующие последующим моментам времени, во избежание затемнения чертежа показаны на рис. 5-4,б. Окончательный профиль температуры сохраняет приблизительно постоянную форму и перемещается вправо с постоянной скоростью. Это состояние соответствует стационарному распространению полностью развившегося пламени.

Хотя закон скорости реакции был задан произвольно, можно тем не менее сделать определенные выводы о зависимости скорости распространения S_a от некоторых факторов. Заданной кривой, изображенной на рис. 5-4,в, соответствуют единственное решение и соответственно определенная скорость распространения пламени. Таким образом, для того чтобы стационарно распространяющееся пламя

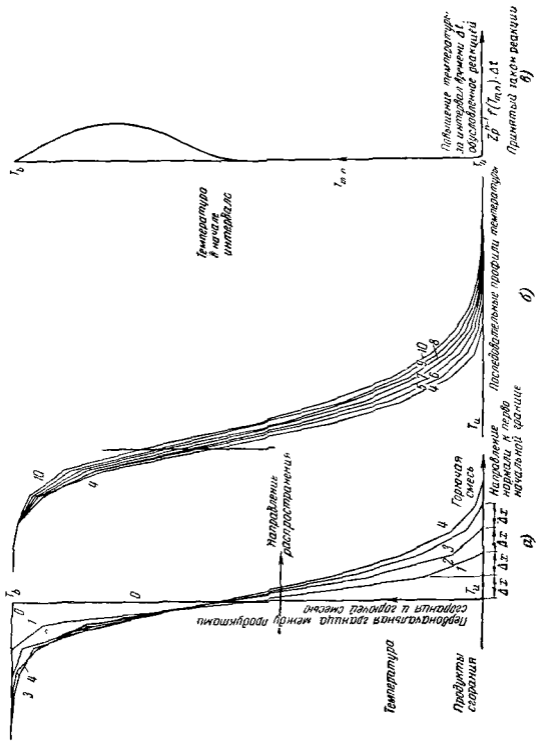


Рис. 5-4. Развитие и стабилизация тепловых волн.

переместилась на Δx , необходимо определенное число интервалов Δt . Поэтому

$$S_u \sim \Delta x / \Delta t. \quad (5-15)$$

Однако при выводе уравнения (5-14) величина интервалов времени была выбрана такой, чтобы $\Delta x = \sqrt{2a\Delta t}$, и, кроме того, выбором формы кривой на рис. 5-4, в задано $\Delta t \sim 1/Zp^{n-1}$. Отсюда, так как $a \sim p^{-1}$, то

$$S_u \sim \sqrt{\lambda Z p^{n-2}}. \quad (5-16)$$

Следовательно, скорость распространения пламени увеличивается пропорционально корню квадратному из теплопроводности, которая была принята постоянной.

Анализ экспериментальных данных показывает (см. ниже), что для некоторых смесей S_u лишь очень слабо зависит от давления. Поэтому, поскольку λ и Z совершенно не зависят от давления, в первом приближении можно считать, что $n=2$, т. е. для таких смесей реакция может рассматриваться как бимолекулярная. В этом случае

$$S_u \sim \sqrt{\lambda Z}. \quad (5-17)$$

Если все кривые рис. 5-3 подобны, и максимальные значения ординат определяют величину Z , которая, таким образом, увеличивается с ростом температуры продуктов сгорания, то справедливость соотношения (5-17) не зависит ни от закономерностей протекания реакции, ни от температурного уровня.

Экспериментальные данные. Практические требования различных областей техники и относительная доступность изучения скоростей распространения пламени в горючих смесях обусловили появление большого числа исследований данного вопроса, проведенных в течение ряда лет. Поэтому имеется обширная литература, посвященная экспериментальным результатам, обзор которой в данной книге был бы нецелесообразным. Ввиду разнообразия применявшихся экспериментальных методов данные различных исследователей в количественном отношении в значительной мере не согласуются. Существующие экспериментальные методы были рассмотрены в двух современных критических обзорах (Garner and Long, 1951; Linnett, 1953).

Общие выводы из различных исследований распространения пламени сводятся к следующему:

1. Пламена могут распространяться с заметной скоростью лишь в том случае, если температура продуктов сгорания весьма высока (например, для смесей углеводородов с воздухом больше 1500°K).

2. Это означает, что при данной начальной температуре пламя распространяется лишь в смесях, состав которых близок к стехиометрическому. Вблизи концентрационных пределов распространения пламени изменение скорости движения пламени сильно зависит от состава смеси.

3. Для данного топлива максимальная скорость распространения наблюдается при составе смеси, близком к стехиометрическому.

4. Для данного состава смеси скорость распространения пламени тем больше, чем больше конечная и, следовательно, начальная температура.

5. Скорости распространения пламени относительно исходной смеси для большинства стехиометрических смесей углеводородов с воздухом при комнатной температуре равны приблизительно 50 см/сек^* . Лишь для водорода и ацетилена скорости распространения пламени значительно больше.

6. Скорость распространения пламени обычно несколько уменьшается при увеличении абсолютного давления.

Некоторые из экспериментальных данных для пропановоздушных смесей, полученные на горелках с пористыми пластинами (Botha and Spalding, 1954), приведены на рис. 5-5 и 5-6; температура продуктов сгорания в этих опытах изменялась независимо от состава смеси путем равномерного охлаждения пламени. Экспериментально не установлено, пересекают ли кривые ось абсцисс в определенных точках, характеризующих собственно «концентрационные пределы», или асимптотически приближаются к этой оси подобно кривым распределения ошибок. Последнее можно ожидать из теоретических соображений, так как реакция.

* Так как плотность продуктов сгорания значительно меньше плотности горючей смеси, то при постоянном массовом расходе нормальная по отношению к фронту пламени скорость движения продуктов сгорания значительно больше, чем скорость движения горючей смеси. Отношение этих скоростей равно отношению соответствующих удельных объемов. Обычно рассматривают скорость движения пламени относительно свежей смеси S_u . Однако иногда удобнее относить скорость распространения пламени к газу определенной плотности; например, скорость S_{16} (рис. 5-5 и 5-6) равна массовому расходу через единицу площади фронта пламени, деленному на плотность горючей смеси при имеющемся давлении и 16°C .

хотя и медленно, но протекает даже при очень низких температурах. Однако в теории не учитываются тепловые потери вследствие радиации, которые при очень малой объемной скорости реакции могут быть значительными. Так или иначе, но существует определенный диапазон измене-

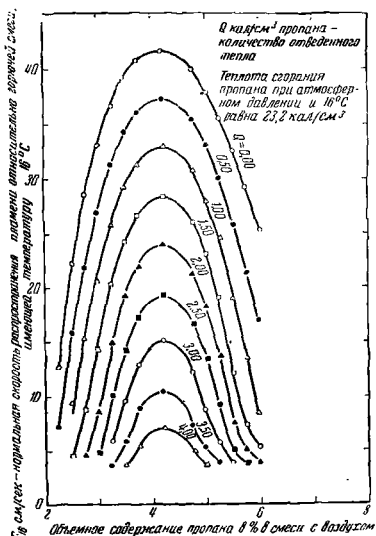


Рис. 5-5. Нормальная скорость распространения пламени в пропано-воздушной смеси при атмосферном давлении.

ния концентраций, в котором практически возможно распространение пламени. Как видно на рис. 5-5, по мере увеличения количества отводимого тепла концентрационные пределы сужаются. Это согласуется с изложенной выше теорией, если функцию $f(T)$ представить в виде уравнения (5-9) и принять энергию активации для углеводородов 40 000 кал/моль; тогда максимальное значение функции

$f(T)$ быстро уменьшается при понижении конечной температуры. Это, однако, не может быть исчерпывающим доказательством справедливости допущений, принятых при выводе уравнения (5-9). Незначительное увеличение скорости распространения пламени при уменьшении давления опре-

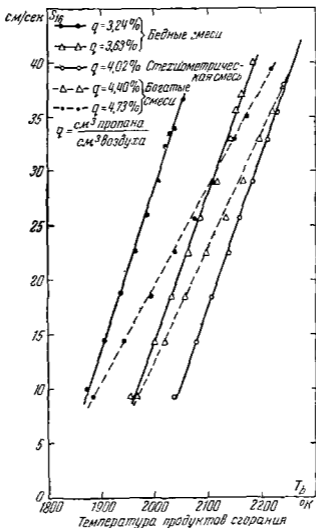


Рис. 5-6. Зависимость нормальной скорости распространения пламени S_{16} от температуры конца сгорания для пропано-воздушных смесей при атмосферном давлении.

деляет величину показателя n в уравнении (5-11) в пределах от 1 до 2, что соответствует мономолекулярной и бимолекулярной реакциям. Экспериментальные данные по влиянию давления на скорость распространения пламени были собраны и дополнены Эджертоном и Сенном (Egerton and Sen, 1953), а также Эджертоном и Лефевром (Egerton

and Lefebvre, 1954); однако эти данные недостаточны и противоречивы. Олбрайт, Хиз и Зена (Albright, Heath and Zena, 1952) показали, что для одной и той же смеси в зависимости от метода измерения можно обнаружить как увеличение, так и уменьшение скорости распространения пламени при одинаковом изменении давления. Кроме влияния на число столкновений между молекулами в единице объема газа, давление, изменяя степень диссоциации продуктов сгорания, влияет так же на равновесную температуру и таким образом на изменение энтальпии и ход реакции. Давление влияет также на концентрацию активных центров, например атомов Н. Указанные изменения температуры и концентрации, по-видимому, и вызывают изменение скорости распространения пламени.

Интересные данные о влиянии давления на скорость распространения пламени получены Льюисом (Lewis, 1954), который измерял скорость увеличения пламени, распространяющегося из центра сферической бомбы; этот метод, по-видимому, обеспечивает большую точность. Полученные данные показывают, что для самых разнообразных пламен в пределах изменения скорости распространения пламени от 50 до 100 см/сек скорость пламени не зависит от давления. Поэтому реакции в смесях, которые обычно используются на практике, можно считать бимолекулярными ($n=2$). Если скорость распространения пламени ниже указанных значений, то с увеличением давления S_u уменьшается; для смесей с большей скоростью распространения пламени величина S_u , наоборот, увеличивается с ростом давления. Например, для смесей с $S_u=25$ см/сек зависимость S_u от давления соответствует $n=1,4$, в то время как для смесей с $S_u=800$ см/сек $n=2,5$.

Одновременное столкновение более чем двух молекул весьма маловероятно, и реакции, порядок которых больше 2, практически невозможны. Поэтому экспериментальные данные Льюиса, если они подтвердятся, потребуют уточнения приведенной выше элементарной теории. Возможно теплопроводность и молекулярная диффузия горящих газов при высоких температурах зависят от давления, и этим частично можно объяснить зависимость скорости распространения пламени от давления. Отсутствие в настоящее время каких-либо надежных данных требует осторожности при определении порядка реакции по экспериментальным значениям скорости распространения пла-

мени. Действительно, сама идея наличия в пламени единственной определяющей процесс реакции представляет собой крайнее упрощение явления, что ни в коем случае не следует забывать.

Теории распространения пламени. Существующие теории распространения пламени можно разделить на две группы: во-первых, теории, объясняющие развитие реакций в пламени разогретом реагентов, и, во-вторых, теории, отводящие основную роль в развитии реакций активным частицам, как, например, атомам водорода или гидроксильным радикалам, имеющимся в зоне реакции. Рассмотрим кратко одну из теорий первой группы, называемых тепловыми теориями, а именно теорию Зельдовича и Франк-Каменецкого (1938). Авторы этой теории исходят из уравнения сохранения энергии, составленного для одномерного установившегося течения:

$$\lambda \frac{d^2T}{dx^2} - c\rho_u S_u \frac{dT}{dx} + Hm_i''' = 0, \quad (5-18)$$

В области наиболее высоких температур, где реакции заканчиваются, величина $\frac{dT}{dx}$ мала, и поэтому средним членом в последнем уравнении можно пренебречь по сравнению с двумя другими. После умножения уравнения на $\frac{dT}{dx}$ и интегрирования при постоянном λ получим:

$$\frac{1}{2} \left[\left(\frac{dT}{dx} \right)_{T=T_i} \right]^2 = \frac{H}{\lambda} \int_{T_i}^{T_b} m_i''' dT, \quad (5-19)$$

где T_i — некоторая достаточно низкая температура, при которой не происходит заметной реакции. На рис. 5-7 приведен график предполагаемого изменения температуры вдоль оси x .

Таким образом, до достижения температуры T_i тепло не выделяется, и поэтому температурный профиль определяется экспоненциальной зависимостью приведенной на стр. 63. Если температура T_i близка к T_b , то возникающий вследствие градиента $\left(\frac{dT}{dx} \right)_{T=T_i}$ тепловой поток $c\rho_u S_u (T_i - T_u)$ приблизительно равен $\rho_u S_u m_{i,c} H$, где $m_{i,c}$ — исходная концентрация топлива. Таким образом, из уравнения (5-19)

можно получить следующее выражение для скорости распространения пламени:

$$S_{II} = \frac{\lambda}{\rho_u m_{fu} H} \sqrt{\left(\frac{2H}{\lambda} \int_{T_i}^{T_b} m_i''' dT \right)} =$$

$$= \frac{1}{\rho_u m_{fu}} \sqrt{\left(\frac{2\lambda}{H} \int_{T_i}^{T_b} m_i''' dT \right)}. \quad (5-20)$$

Зельдович и Франк-Каменецкий полагают, что величина m_i''' может быть представлена уравнением (5-9) или аналогичным уравнением, учитывающим неравенство коэффициентов диффузии и температуропроводности. Даже в этом случае возможно только приближенное интегрирование. В работе Даггера и Симона (Dugger and Simon, 1953) изложена эта, а также другие теории и приведено сопоставление с экспериментальными данными; авторы нашли, что энергия активации для пропана составляет около 40 000 кал/моль.

Тепловые теории распространения пламени изложены также в работах Бехерта (Bechert, 1949), Бойса и Корнера (Boys and Corner, 1949) и Бартоломе (Bartolome, 1949)*. Обсуждение этих теорий имеется в работе Гейдона и Вольфхарда (Gaydon and Wolfhard, 1953), а также в исчерпывающем обзоре Эванса (Evans, 1952).

Совершенно иная теория выдвинута в работах Танфорда и Пиза (Tanford, 1947; Tanford and Pease, 1947), которые предполагают, что скорость реакции в пламени определяется концентрацией активных радикалов, главным образом атомов водорода, в равновесных продуктах сгорания. Предполагается, что радикалы диффундируют навстречу потоку и вызывают реакцию даже в относительно холодной газовой смеси потому, что коэффициент диффузии

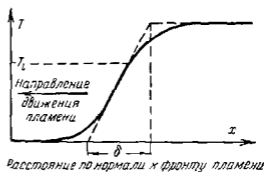


Рис. 5-7. Профиль температуры в ламинарном пламени и определенная толщина фронта δ .

* Особенно простая приближенная теория недавно предложена Карманом и Пеннером (Kármán and Penner, 1954).

столь малых частиц очень велик и концентрация атомов водорода перед фронтом пламени, несмотря на то, что температура близка к температуре горючей смеси, должна быть близка к равновесной концентрации в продуктах сгорания.

Поскольку концентрация атомов водорода увеличивается с температурой пламени, то эта теория также согласуется с опытными данными. Можно считать установленным, что при сгорании влажной окиси углерода концентрация водорода оказывает значительно большее влияние, чем температура: с другой стороны, результаты опытов Бота и Сполдинга (Botha and Spalding, 1954) по горению пропана показывают, что изменение скорости распространения пламени в смесях разного состава при постоянной температуре T_0 противоречит теории Тэнфорда и Пиза и согласуется с теорией Зельдовича и Франк-Каменецкого. По-видимому, обе теории плодотворны, но не достаточны для полного объяснения явлений. Доказать правоту одной из теорий затруднительно, как это видно из тщательного сопоставления теоретических и экспериментальных результатов, выполненного Даггером и Симон (Dugger and Simon, 1953). Авторы проанализировали также другие теории и эмпирические формулы, например предложенные Мэнсоном (Manson, 1949), а также Хиббардом и Пинкелем (Hibbard and Pinkel, 1951). Ни одна из теорий не объясняет полностью все опытные данные, но каждая из них хорошо объясняет некоторые из этих данных.

Теория Тэнфорда и Пиза получила название «закона квадратного корня для скорости горения». Это название следует считать неудачным, так как квадратный корень неизбежно появляется в том случае, если скорость реакции, отнесенная к единице площади фронта пламени, предполагается пропорциональной толщине фронта. Знак квадратного корня фигурирует в уравнении (5-16), выведенном на основании положений тепловой теории; он появился бы и в том случае, если бы решалось не уравнение, представляющее закон сохранения энергии, а уравнение материального баланса атомов водорода. В последнем случае порядок расчета совершенно аналогичен приведенному ранее; кривая на рис. 5-4, в будет представлять теперь увеличение концентрации водорода в единице объема, происходящее за данный интервал времени. Следует отметить, что для получения простого аналитического выражения Тэнфорд и Пиз принуждены сделать ряд упрощающих предположений.

Особенности распространения пламени вблизи границ воспламенения и потухания имеют большее практическое значение, чем закономерности стационарного распространения ламинарного пламени, так как именно эти явления накладывают существенные ограничения при конструировании камер сгорания. Графический метод, изложенный на стр. 205, с равным успехом можно использовать для анализа как стационарного, так и нестационарного процессов. Такой анализ дает возможность выявить некоторые существенные характеристики пламени при любом механизме реакции. Используя частично методы изложения Йоста (Jost, 1946), а также Льюиса и Эльбе (Lewis and von Elbe, 1951), мы не будем, однако, использовать представление об «избыточной энтальпии».

Погасание очага пламени. Обычно горючая смесь воспламеняется вследствие возникновения реакции в небольшом объеме газа, от которого затем происходит распространение пламени. Реакция может быть вызвана, например, электрической искрой. Турбулентные пламена с извилистым фронтом также распространяются вследствие проникновения в горючую смесь небольших объемов или выступов горячего газа. Выясним, используя графический метод, каким образом происходит распространение пламени от этих малых объемов продуктов сгорания. В начальный момент примем поле температур в виде прямоугольника, отмеченного цифрой 0 на рис. 5-8. Такое распределение температуры будет в некотором слое сгоревшей смеси, внесенном в неограниченное пространство, заполненное горючей смесью. Предположим, что протекание реакции задано кривой рис. 5-4, в. Будем считать систему одномерной, но аналогичные закономерности можно ожидать в двух- и трехмерных случаях.

Последовательные распределения температуры отмечены на рис. 5-8 соответственно цифрами 1, 2, 3 и т. д.; задача симметрична, поэтому можно ограничиться изображением лишь одной из ветвей каждой кривой. Чтобы не затемнять чертеж, кривые для моментов времени 1—3 приведены на правой половине чертежа, а остальные — на левой.

Как видно из рис. 5-8, в первые моменты времени температура внутри объема продуктов сгорания понижается вследствие подмешивания окружающего холодного газа. В результате реагенты диффундируют внутрь первоначаль-

ного объема горячего газа, где может начаться реакция с соответствующим выделением тепла. После четвертого интервала времени количество выделяющегося тепла начинает превышать тепловые потери, обусловленные теплопро-

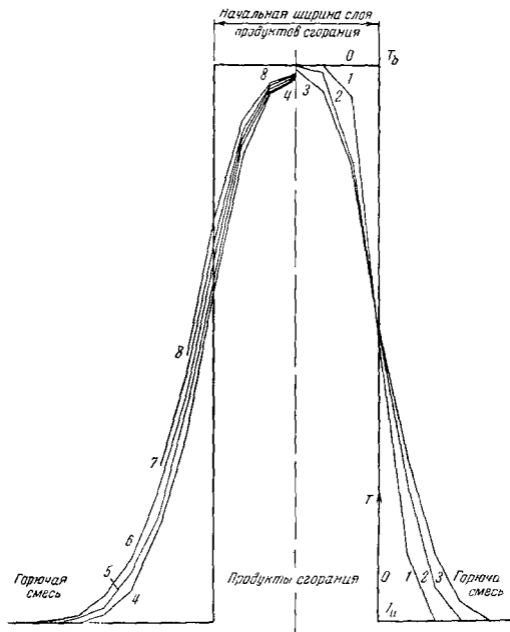


Рис. 5-8. Распространение пламени от слоя продуктов сгорания.

водностью, и температура начинает расти. Затем профиль температуры стабилизируется и пламя стационарно распространяется в горючей смеси.

Аналогичный график для более тонкого слоя газа приведен на рис. 5-9. В этом случае тепловые потери, обуслов-

ленные теплопроводностью, не компенсируются выделением тепла реакции. Поэтому реакция прекращается и пламя не может возникнуть. Для того чтобы пламя стало распространяться, ширина слоя горячих продуктов сгорания

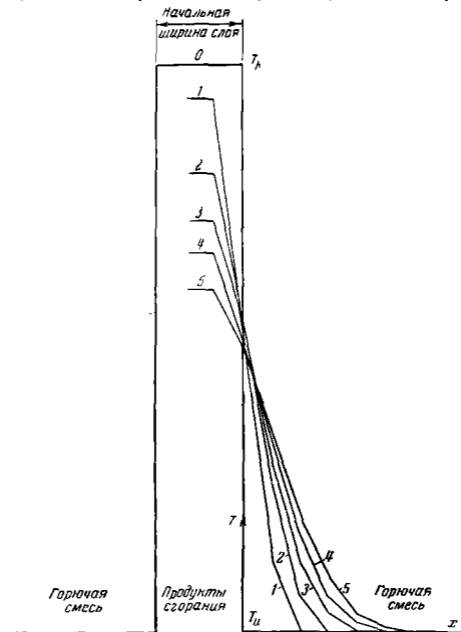


Рис. 5-9. Погасание горящего слоя.

должна быть больше некоторого критического размера. Фоторегистрации последовательного изменения малых объемов горящего газа, и в частности погасания недостаточно большого пламени, приведены в работах Арнольда и Шербурна (Arnold and Sherburne, 1953), а также Олсена, Гай-

харта и Эдмонсона (Olsen, Gayhart and Edmonson, 1953). Эти данные качественно подтверждают изложенную выше теорию.

Сравнение рис. 5-4, 5-8 и 5-9 показывает, что критический размер по порядку величины равен удвоенной ширине фронта стационарно распространяющегося пламени; ширина фронта пламени может быть определена, например, проекциями на ось x точек пересечения линии максимального градиента температуры с линиями максимальной и минимальной температуры (рис. 5-7). Из уравнения теплового баланса следует, что максимальный градиент температуры, который, по-видимому, имеет место вблизи точки, соответствующей средней температуре, связан со скоростью распространения пламени соотношением

$$\lambda \left(\frac{dT}{dx} \right)_{\text{макс}} \approx \frac{1}{2} c_p S_u (T_b - T_u), \quad (5-21)$$

где $T_b - T_u$ — повышение температуры во фронте пламени. Поэтому толщина фронта пламени δ определяется выражением

$$\delta = \frac{T_b - T_u}{\left(\frac{dT}{dx} \right)_{\text{макс}}} \approx \frac{2a}{S_u}. \quad (5-22)$$

Таким образом, критический размер d_c , характеризующий возможность распространения пламени, можно найти из приближенного соотношения

$$\frac{S_u d_c}{a} = 4, \quad (5-23)$$

так как $d_c \approx 2\delta$.

Этот безразмерный критерий по форме совпадает с критерием Пекле, отнесенным к скорости распространения пламени; он был впервые предложен Патнамом и Дженсенсом (Putnam and Jensen, 1949) в связи с другими исследованиями.

Подставив в уравнение (5-23) величину S_u по уравнению (5-16), можно получить зависимость критического размера от давления в виде критерия погасания:

$$d_c \sqrt{\frac{Z p^n}{\lambda}} = \text{const.} \quad (5-24)$$

Таким образом, поскольку $n=2$, что подтверждается результатами некоторых опытов по измерению скоростей

распространения пламени, критический размер обратно пропорционален давлению газа и прямо пропорционален корню квадратному из коэффициента теплопроводности. Поэтому при заданном размере объема газа увеличение давления способствует распространению пламени, а увеличение теплопроводности, обусловленное, например, влиянием турбулентности, может привести к погасанию пламени.

Эти выводы получены для одномерного случая. Однако аналогичные закономерности следует ожидать и при распространении пламени от сферического объема продуктов сгорания, находящегося в трехмерном объеме горючей смеси. Отношение поверхности сферы к ее объему в 3 раза больше, чем отношение соответствующих величин для слоя (при диаметре, равном толщине слоя), поэтому найденную ранее величину критерия Пекле (5-23) следует умножить на 3. Таким образом, для сферы

$$(Pe_F)_{\text{крит}} = S_u d_c / a \approx 12. \quad (5-25)$$

Необходимо отметить, что величина $(Pe_F)_{\text{крит}}$ остается постоянной для всех пламен только при подобии графиков функций $f(T)$, характеризующих зависимость скорости реакции от температуры. В действительности это условие не выполняется, так как если температурный уровень реакции при горении смеси определенного состава снижается, то абсцисса центра тяжести площади под кривой $f(T)$ располагается относительно ближе к температуре T_b (см. рис. 5-3). Таким образом, пламена, имеющие малую величину T_b , более склонны к погасанию при уменьшении температуры, чем горячие пламена. Поэтому критерий $(Pe_F)_{\text{крит}}$ должен иметь большие значения, например, при сгорании очень бедных или очень богатых смесей, чем при сгорании смесей, близких по составу к стехиометрическим.

Погасание при наличии твердых поверхностей. Выше предполагалось, что твердые поверхности удалены от пламени, и излучение этих поверхностей пренебрежимо мало; таким образом, предполагалось, что то количество тепла, которое отводится от горячего газа вследствие теплопроводности, компенсируется поступлением топлива и кислорода в зону реакции вследствие диффузии. Наличие же твердых поверхностей приводит к отводу тепла от газа, не сопровождающемуся поступлением свежей смеси. С другой стороны, наличие горячих твердых по-

верхностей, конечно, может привести к увеличению энтальпии холодной смеси в результате подвода тепла без расходования реагентов. Первый из указанных процессов наблюдается при лабораторных исследованиях погасания пламени в трубах или между двумя пластинами.

Если горючая смесь движется в трубе или по каналу с параллельными стенками со скоростью, меньшей некоторого критического значения, то пламя может перемещаться навстречу потоку. Это явление называют проскоком пламени. Если размеры трубы велики, то критическая скорость приблизительно пропорциональна диаметру трубы. Однако если диаметр трубы достаточно мал, то пламя вообще не распространяется даже в покоящемся газе. Аналогичным образом, пламя не распространяется в канале между двумя достаточно близко расположенными пластинами.

В настоящее время еще нет удовлетворительной теории погасания пламени, обусловленного влиянием холодных стенок; это объясняется главным образом тем, что вследствие изменения энтальпии скорость реакции не является функцией только температуры. Однако начало разработки такой теории положено в работе Кармала и Миллана (Kármán and Millán, 1953), посвященной исследованию на основе упрощенной тепловой теории распространения ламинарного пламени вблизи холодной стенки.

Данные полученные Патнамом и Дженсенем (Patnam and Jensen, 1949) по проскоку пламени внутрь трубок, пред-

ставлены этими авторами в форме зависимости критерия Пекле, отнесенного к скорости газа, от критерия Пекле, отнесенного к скорости распространения пламени (рис. 5-10). В логарифмических координатах при значениях $Pe_g > 30$

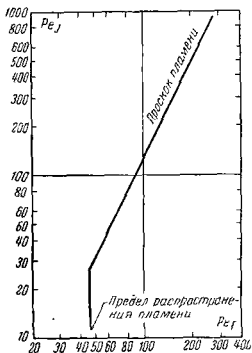


Рис. 5-10. Проскок пламени и предел распространения пламени для этилено-воздушных, ацетилено-воздушных смесей и смесей природного газа с воздухом (Патнам и Дженсен).

точки указанной зависимости группируются около прямой, имеющей тангенс наклона, равный 2; но при $30 > Re_f \geq 0$ среднее значение Re_f равно 46. Таким образом, это значение является критерием погасания пламени в цилиндрической трубе. Как указывалось ранее, для двух- или трехмерного объема продуктов сгорания находящегося в неограниченном объеме горючей смеси, критическое значение Re_f равно приблизительно 12. Если же этот объем горючего газа ограничен холодными стенками, вследствие чего от него отводится тепло без соответствующего подвода реагентов, то, естественно, критическое значение Re_f больше и достигает 46.

При уменьшении диаметра трубы пламя гаснет; соответствующий минимальный размер называется гасящим размером.

Этот размер является важным показателем воспламеняемости смеси, тем более, что его определение не сложно. Для смеси заданного состава зависимость гасящего размера от давления, по-видимому, такая же, как и зависимость критического размера объема продуктов сгорания, т. е. обе эти величины пропорциональны $p^{-n/2}$, где n — порядок реакции. Поэтому для бимолекулярной реакции ($n=2$) гасящий размер будет обратно пропорционален давлению. Данные Симон (Simon, 1954) для пропано-воздушных смесей показывают, что показатель степени изменяется в пределах от $-0,76$ до $-0,97$, чему соответствует изменение n от 1,5 до 2. Это согласуется с данными, полученными при измерении скорости распространения пламени, а также свидетельствует о достоверности тех предпосылок, которые использовались при теоретическом анализе. В дальнейшем при рассмотрении связей между скоростью распространения пламени, гасящим размером и минимальной энергией воспламенения будет получено еще одно подтверждение достоверности этих предпосылок.

Прямолинейная зависимость с наклоном 1:2 на рис. 5-10, кроме того, согласуется с гипотезой, что проскок пламени определяется градиентом скорости газа на стенке. Впервые большое значение градиента скорости для проскока и стабилизации пламен при сгорании струй однородных газовых смесей было отмечено Льюисом и Эльбе (Lewis and von Elbe, 1943). Здесь этот вопрос не будет рассматриваться, так как эти явления, очевидно, не наблюдаются в газовых турбинах, где скорости движения газа весьма вели-

ки, и пламена стабилизируются различными способами циркуляции продуктов сгорания. Обзор исследований по погасанию, проскоку и срыву пламен содержится в работе Воля (Wohl, 1953).

Другим эффектом твердых поверхностей является возможность воспламенения горячими телами холодного горючего газа. В данном случае дополнительной переменной оказывается температура тела, и поэтому невозможна такая же простая систематизация экспериментальных наблюдений. Опытные данные по воспламенению движущегося газа нагретыми стержнями приведены в работе Маллена, Фенна и Ирби (Mullen, Fenn and Irby, 1949). Обобщая эти результаты, можно установить, что воспламенению способствуют: 1) уменьшение скорости движения газа; 2) повышение температуры стержня; 3) увеличение диаметра стержня; 4) повышение давления газа и 5) увеличение нормальной скорости распространения пламени в смеси. Все эти закономерности согласуются с выводами изложенной теории.

Маллен, Фенн, Ирби, так же как и другие исследователи [например, Сильвер (Silver, 1937)], отмечают, что твердые катализаторы, например платина, при одной и той же температуре тела воспламеняют хуже, чем вещества, не обладающие каталитическим эффектом. На первый взгляд это кажется странным, однако объясняется тем, что теланекатализаторы нагревают газ без расходования реагентов, в то время как на поверхности катализатора реагенты расходуются. При этом, так как температура твердого тела всегда бывает ниже температуры адиабатического сгорания, отвод химической энергии газа при сильном катализаторе не компенсируется соответствующим выделением тепла. В результате газ, отводящийся от поверхности тела, оказывается менее подготовленным к горению, чем в случае отсутствия реакции на поверхности тела. Конечно, если катализатор находится в газе достаточно долго и его температура возрастает в результате протекания реакции на поверхности, причем сам катализатор при этом не расплавится, то он может стать эффективным средством воспламенения газа даже при начальной температуре более низкой, чем температура воспламенения телом, не дающим каталитического эффекта. Этот факт интересен в связи с концепцией Льюиса и Эльбе об избытке энтальпии, как необходимом предварительном условии распространения пламени, поскольку в данном случае пламя от поверхно-

сти катализатора распространяется, несмотря на уменьшенные энтальпии.

Воспламенение искрой. Обычно горючую смесь поджигают, пропуская через нее электрическую искру. Можно ожидать, что воспламенение происходит в том случае, если искра обладает энергией, достаточной для нагрева шарового объема газа с диаметром, большим критического размера d_c , до температуры, близкой к температуре адиабатического сгорания T_b . Таким образом, минимально необходимое для воспламенения количество энергии Q должно быть:

$$Q \approx c r \pi \frac{d_c^3}{6} (T_b - T_u). \quad (5-26)$$

Для выяснения зависимости величины Q от давления из уравнений (5-25) и (5-26) получим:

$$Q \approx \frac{2\pi\lambda d_c^2 (T_b - T_u)}{S_u}. \quad (5-27)$$

Для бимолекулярной реакции S_u не зависит от давления, а $d_c \sim p^{-1}$. Поэтому Q обратно пропорционально квадрату абсолютного давления. В общем случае, если порядок реакции равен n , $Q \sim p^{(1-3/n)}$. Эту зависимость следует иметь в виду при разработке систем пуска камер сгорания газозовых турбин на больших высотах. Для обычных пределов изменения состава горючих смесей величины $\lambda(T_b - T_u)/S_u$ изменяются в узких пределах. Поэтому минимальная энергия воспламенения приблизительно пропорциональна квадрату d_c и, следовательно, также квадрату гасящего размера d_q . Этот вывод подтверждается исчерпывающими и имеющими большое значение исследованиями Бланка, Геста, Льюиса и Эльбе (Blanc, Guest, Lewis and von Elbe, 1947, 1949). Эти исследования показали, что в широком диапазоне состава смесей справедливо соотношение

$$Q \approx 0,0017 d_q^2, \quad (5-28)$$

где Q — в калориях, а d_q — в сантиметрах. Кроме того, было установлено, что ни распределение энергии искры между ее емкостной и индуктивной составляющими, ни расстояние между электродами, если оно больше гасящего размера, не имеют существенного значения. Последнее обстоятельство объясняется тем, что электроды обычно бывают холодными и их действие аналогично действию стокков тепла.

Однако в результате тех же исследований были обнаружены некоторые теоретически необъяснимые закономерности. Было установлено, что для более тяжелых углеводородов энергия воспламенения минимальна для смеси, состав которой значительно богаче стехиометрического, хотя именно для последней скорость распространения пламени максимальна. Например, для смесей *n*-гептана с воздухом энергия воспламенения минимальна ($57 \cdot 10^6$ кал при

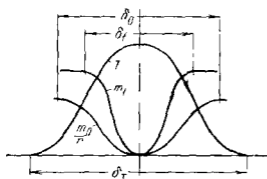


Рис. 5-11а. Профили концентрации и температуры непосредственно после проскакивания искры $a > D_o > D_f$. Количество топлива в исходной смеси превышает стехиометрическое, но топливо и кислород диффундируют в зону реакции в стехиометрической пропорции.

1 атм), когда концентрация топлива в 1,8 раза больше соответствующей стехиометрическому составу. Это можно объяснить тем, что коэффициент диффузии углеводородов, имеющих большие молекулы, не равен коэффициенту температуропроводности смеси, как это было принято при теоретическом анализе, а значительно меньше (например, для смеси гептана с воздухом отношение этих коэффициентов приблизительно равно $1/3$). Учесть влияние этого отношения можно следующим образом.

Представим себе некоторый объем горючей смеси непосредственно после пробоя электрической искрой. По прошествии короткого промежутка времени поля концентраций и температур будут иметь форму, показанную на рис. 5-11,а. Диаметры, характеризующие области изменения температуры и концентраций топлива и кислорода, обозначенные соответственно δ_T , δ_f и δ_o , не одинаковы, так как не равны соответствующие коэффициенты диффузии и температуропроводности D_f , D_o и a . Обозначим параметры горючей смеси индексом *u*, а параметры среды в центре объема индексом *c*. Полагая, что удельные потоки вещества и тепла пропорциональны соответствующим градиентам, из уравнений сохранения вещества и энергии получим соотношение

$$(m_{fu} - m_{fc}) \rho D_f / \delta_f = \frac{1}{r} (m_{ou} - m_{oc}) \rho D_o / \delta_o = c \frac{T_c - T_u}{H} \frac{\rho a}{\delta_T} \quad (5-29)$$

Зависимость между прореагировавшими количествами топлива и кислорода и количеством выделившегося тепла, каждое из которых пропорционально соответствующему диаметру δ , согласно уравнениям сохранения имеет вид

$$(m_{fu} - m_{fc}) \rho \delta_f = \frac{1}{r} (m_{ou} - m_{oc}) \rho \delta_o = c \frac{T_c - T_u}{H} \rho \delta_r. \quad (5-30)$$

Исключая из двух последних уравнений величины δ , получим соотношение для значения температуры в центре объема:

$$T_c - T_u = \frac{H}{c} (m_{fu} - m_{fc}) \left(\frac{D_f}{a}\right)^{1/2} = \frac{H}{c r} (m_{ou} - m_{oc}) \left(\frac{D_o}{a}\right)^{1/2}. \quad (5-31)$$

Естественно принять, что максимальная температура в центре объема будет достигнута при сгорании смеси такого состава, при котором энергия воспламенения минимальна, причем концентрации топлива и кислорода в центре объема уменьшаются до нуля. Тогда из уравнения (5-31) получим, что такой оптимальный состав смеси определяется соотношением

$$\frac{m_{fu}}{m_{ou}} = (D_o/D_f)^{1/2}, \quad (5-32)$$

т. е. количество топлива в смеси должно быть в $(D_o/D_f)^{1/2}$ раз больше, чем в стехиометрической смеси. Для гептана величина $(D_o/D_f)^{1/2}$ приблизительно равна 1,73, что хорошо увязывается с результатами экспериментов, показывающими, что лучшей воспламеняемостью обладают смеси, в которых количество топлива в 1,8 раза превышает стехиометрическое.

Из уравнения (5-31) также следует, что температура в центре объема продуктов сгорания не равна температуре адиабатического сгорания смеси и вообще, даже при выполнении условия (5-32), не равна температуре адиабатического сгорания стехиометрической смеси. Следует также отметить, что вследствие неравенства коэффициен-

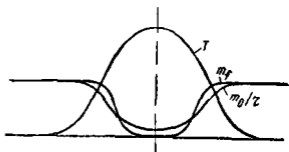


Рис. 5-116. Распределение температуры и концентраций после проскакивания искры в стехиометрической смеси.

тов диффузии топлива и кислорода при возникновении реакции в стехиометрической смеси топливо в зону реакции диффундирует медленнее, чем кислород, и поэтому состав смеси в центре зоны беднее стехиометрического, а вблизи зоны, наоборот, богаче (см. рис. 5-11б). В процессах нестационарного движения пламени удельные потоки топлива, кислорода и тепла необходимо определять отдельно, так как они не связаны между собой так, как это имеет место при одномерном стационарном распространении пламени. Это необходимо также учитывать при исследовании стационарных двух- и трехмерных систем, например ячеистых пламен.

Турбулентность

В камерах сгорания газовых турбин движение основной массы газа имеет турбулентный характер, и поэтому необходимо выяснить, каким образом турбулентность влияет на рассмотренные выше явления. Теория турбулентности, даже при отсутствии горения, относительно слабо разработана, и поэтому приходится ограничиться лишь качественным анализом.

Обычно различают мелкомасштабную турбулентность, при которой отношение размера молей к ширине фронта пламени мало, и крупномасштабную, при которой это отношение велико. В первом случае можно считать, что происходит лишь увеличение коэффициентов диффузии сравнительно с соответствующими величинами при молекулярной диффузии, причем новые значения этих коэффициентов пропорциональны скорости потока и линейным размерам камеры. Как впервые указал Дамкелер (Damköhler, 1940), поэтому и увеличивается скорость распространения пламени. Турбулентная теплопроводность пропорциональна pUl , где p — давление, U — скорость потока и l — размер камеры. Поэтому из уравнения (5-16)

$$S_f \sim \sqrt{UZp^{n-1}l}. \quad (5-33)$$

Отсюда следует, что при $n=2$, как это предполагалось ранее, турбулентная скорость распространения пламени S_f пропорциональна корню квадратному из давления. Вместо величин U и l в последнее уравнение можно подставить пропорциональные значения соответственно среднеквадратичной пульсационной скорости и масштаба турбулентности.

Преобразуя аналогичным образом уравнение (5-24), найдем, как влияет мелкомасштабная турбулентность на величину критического диаметра сферического объема продуктов сгорания:

$$d_c \sqrt{\frac{Z p^{n-1}}{U}} = \text{const.} \quad (5-34)$$

Таким образом, при $n=2$ критический диаметр обратно пропорционален корню квадратному из давления. Для минимальной энергии воспламенения согласно уравнениям (5-26) и (5-24) справедливо соотношение

$$Q \sim \lambda^{3/2} Z^{-1/2} p^{(2-3n)^{3/2}}, \quad (5-35)$$

которое после соответствующей замены коэффициента теплопроводности λ преобразуется к виду

$$Q \sim p^{(5-3n)/2} (U|Z)^{3/2}. \quad (5-36)$$

Величина коэффициента турбулентной теплопроводности может более чем в 100 раз превосходить соответствующую величину при молекулярном обмене. Таким образом, в результате влияния мелкомасштабной турбулентности скорости распространения пламени и критический размер объема газа могут увеличиться в 10 раз, а минимальная энергия воспламенения в 1000 раз. Измерения, проведенные Светом (Swett, 1949), показывают, что для воспламенения движущейся смеси необходимы большие величины энергий, однако его данных недостаточно для количественного подтверждения теории.

В результате крупномасштабной турбулентности фронт пламени изгибается и его поверхность увеличивается. Моли горючей смеси проникают в сгоревшую массу газа и сгорают; отдельные моли горячей смеси, наоборот, внедряются в горючую смесь и в зависимости от размера могут или создать сливающиеся очаги пламени или погаснуть. Влияние крупномасштабной турбулентности на скорость распространения пламени трудно оценить теоретически. Разработать соответствующую теорию пытались Дамкёлер (Damkoehler, 1940), Щёлкин (1943), Карловиц, Деннистон и Уэллс (Karlovitz, Denniston and Wells, 1951), а также Скарлок и Гровер (Scurlock and Grover, 1953). Исходной предпосылкой этих теорий является то, что турбулентность влияет на скорость распространения пламени главным образом в результате искривления фронта пламени, причем движение каждого малого участка фронта

определяется величиной нормальной скорости распространения пламени. Таким образом, для решения задачи оказывается необходимым лишь определить увеличение поверхности фронта пламени. Однако ранее было показано, что скорость распространения ламинарного пламени достигает постоянного значения только через некоторое время после его возникновения; скорость образования поверхностей контакта между объемами продуктов сгорания и горючей смеси в турбулентном пламени настолько велика, что на этих поверхностях пламя не успевает приобрести ту скорость, с которой оно распространяется в стационарных условиях. Поэтому, если даже и можно определить увеличение поверхности фронта пламени, все же нельзя считать исчерпывающей теорию турбулентного распространения пламени, базирующуюся на указанной предпосылке. Более того, принятое разделение турбулентности на крупную и мелкомасштабную весьма условно, так как в качестве определяющего размера принимается ширина фронта пламени, которая сама зависит от интенсивности турбулентности. При очень интенсивной турбулентности скорость распространения пламени не должна зависеть от характеристик молекулярного обмена. Из соображений размерности следует, что и в этом случае должны быть справедливы соотношения типа (5-28). Обзор последних исследований в этой области приведен в работе Карловица (Karlovitz, 1953).

Экспериментальное подтверждение теоретических выводов нельзя считать бесспорным главным образом вследствие трудностей получения однородной турбулентности и измерения ее интенсивности в экспериментальных устройствах для изучения скорости распространения пламени. Дамкёлер (Damkoehler, 1940), Боллингер и Вильямс (Bollinger and Williams, 1949), Боудич (Bowditch, 1953), Воль, Шор, Розенберг и Вейль (Wohl, Shore, von Rosenberg and Weil, 1953), а также Хоттель, Вильямс и Левин (Hottel, Williams and Levine, 1953) показали, что как крупномасштабная, так и мелкомасштабная турбулентности увеличивают скорость распространения пламени, тогда как в опытах Штаркмана, Хэксбая и Каттанео (Starkman, Haxby and Cattaneo, 1953) установлено, что турбулентность ухудшает характеристики воспламенения. Вывод Щёлкина (1943) о том, что при интенсивной турбулентности скорость распространения пламени не зависит от свойств смеси, экспериментально не подтверждается.

Характеристики турбуленности за фронтом пламени зависят не только от характеристик турбуленности набегающего потока. Карловиц, Деннистон и Уэллс показали, что нарушения непрерывности и возмущения во фронте пламени, обусловленные влиянием турбуленности набегающего потока, могут вызвать значительное увеличение интенсивности турбуленности. Во фронте пламени, движущегося в трубе, возникают большие градиенты скорости (см. стр. 56), которые, как показали Вильямс, Хоттель и Скарлок (Williams, Hottel and Scurlock, 1949), также могут вызвать увеличение интенсивности турбуленности. Калдвелл, Рюгг и Олсен (Caldwell, Ruegg and Olsen,

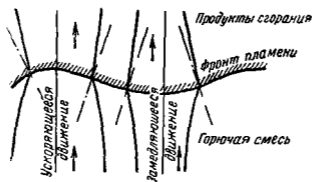


Рис. 5-12. Линии тока вблизи искривленного фронта пламени.

1949) указывают, что скорость распространения пламени в этом случае может в 20 раз превосходить скорость движения ламинарного пламени. Воль, Шор, Розенберг и Вейль (Wohl, Shore, von Rosenberg and Weil, 1953) отмечают, что турбулентная скорость распространения пламени может достигать восьмикратной величины скорости движения ламинарного пламени.

Как показали Ландау (1944) и Маркштейн (Markstein, 1951), с аэродинамической точки зрения плоский фронт пламени вообще неустойчив.

Действительно, если фронт пламени искривляется (рис. 5-12), то вследствие отклонения вектора скорости к нормали (стр. 53) линии тока в набегающем потоке должны быть расходящимися перед выпуклостью и сходящимися перед вогнутостью. Там, где линии тока расходятся, скорость потока уменьшается, что приводит к вытягиванию выступа навстречу потоку. Эти выступы видны на фотографии ламинарного пламени, приведенной на

рис. 5-13. Маркштейн предполагает, что стабилизация обусловлена уменьшением скорости распространения пламени на выпуклых со стороны набегающего потока участках фронта, однако это предположение еще не подтверж-

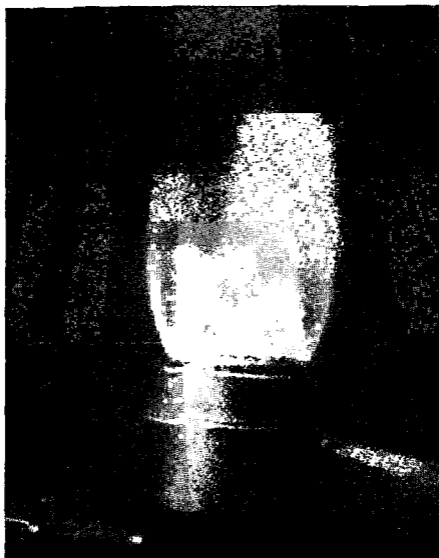


Рис. 5-13. Отдельные языки пламени богатой пропано-воздушной смеси над пористой горелкой (Бота и Сполдинг).

дено. Неясно также, как влияет неустойчивость фронта пламени в реальных камерах сгорания, однако, по-видимому, она может быть одной из причин автотурбуликации. Обзор работ, посвященных неустойчивости пламен, приведен в работе Маркштейна (Markstein, 1953).

Скорость движения газа в прямоточных двигателях и газовых турбинах, по крайней мере, на один порядок больше, чем турбулентная скорость распространения пламени в соответствующих смесях. Более того, толщины пограничных слоев слишком малы по сравнению с гасящим размером, и следовательно, невозможен тот механизм стабилизации, который имеет место на срезе бунзеновской горелки. Поэтому в камерах сгорания пламена стабилизируются путем образования зоны, где циркулирует некоторое коли-

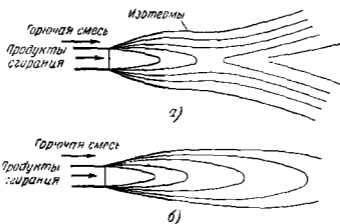


Рис. 5-14. Условия распространения пламени от струи горячих продуктов сгорания.

чество продуктов сгорания, которые и поджигают горючую смесь. Однако предварительно целесообразно рассмотреть стабилизацию дежурным пламенем, которая часто используется в лабораторной практике. При этом ограничимся случаем однородных смесей.

Нестационарное одномерное распространение пламени от слоя продуктов сгорания можно рассматривать как двухмерное стационарное, предположив, что некоторый объем продуктов сгорания движется с постоянной скоростью в пространстве, заполненном горючей смесью, или, иначе, что поток горячего газа вытекает в виде струи в параллельный поток горючей смеси, имеющий ту же скорость. Соответствующие изотермы показаны на рис. 5-14 для двух следующих случаев: *а* — когда ширина струи больше критического размера и *б* — ширина струи слишком мала, и пламя не может распространяться. Следует отметить, что даже в случае *а* имеется участок, где расстояние между симметричными относительно оси струи точками изотерм уменьшается и лишь затем начинает уве-

личиваться. Сужение фронта пламени в следе за стабилизатором наблюдалось в опытах Лонгвелла, Чивиней, Кларка и Фроста (Longwell, Cheveney, Clark and Frost, 1949). В этих опытах процесс распространения пламени протекал в более сложных, но, по-видимому, близких условиях. Подобное сужение было обнаружено также по измерениям концентрации кислорода в опытах Лонгвелла, Фроста и Вейса (Longwell, Frost and Weiss, 1953).

Отмеченное ранее значение неравенства $D_f \neq D_o \neq a$ в равной мере справедливо и для двух- или трехмерного стационарного распространения пламени от струи. Поэтому изотермы на рис. 5-11,а характеризуют изменение состава газа по длине дежурного пламени. Существует мнение, что поскольку различие в коэффициентах диффузии топлива и кислорода приводит к приближению состава смеси в зоне горения к стехиометрическому, то устойчивость пламени увеличивается. Это мнение, по-видимому, ошибочно. Определяющим является отношение величины D_f к a , так как на скорость реакции наиболее сильно влияет температура. Значения же a и D_o почти одинаковы.

Более строгий теоретический анализ задачи о распространении пламени при ламинарном движении струй горячего и холодного газа проведен Марблем и Адамсоном (Marble and Adamson, 1954). Предложенный ими метод позволяет учесть изменение энтальпии, плотности, а также коэффициентов теплопроводности и диффузии, однако он разработан лишь для случая плоской задачи.

Распространение пламени от дежурных пламен. Стабилизацию пламени за плохообтекаемым телом можно рассматривать как предельный случай распространения пламени от струи горячего газа к потоку горючей смеси при движении газа и смеси с различными скоростями. Скорость движения горячего газа за плохообтекаемым телом почти равна нулю. При различных скоростях движения горячего газа и смеси имеет значение перенос вещества и тепла не только в поперечном, но и в продольном направлении, поэтому изложенная выше теория неприменима. Однако, используя полученные ранее результаты, можно исследовать этой случай методом теории подобия.

Будем исходить из того экспериментального факта, что характеристики перемешивания турбулентных струй зависят лишь от отношения соответствующих скоростей, но не от их абсолютных значений (см. стр. 73). Найдем условия,

обеспечивающие распространение пламени при различных размерах струй и постоянном отношении скоростей. Количество горючего, реагирующее в единицу времени, пропорционально объему зоны перемешивания и объемной скорости реакции, однако не зависит от скорости движения газа. Таким образом, количество горючего, сгорающего в единицу времени, пропорционально

$$d^3 m_j''' \sim d^3 Z p^n, \quad (5-37)$$

где d —диаметр струи.

Количество горючего, поступающего в зону перемешивания в единицу времени, пропорционально квадрату диаметра струи, скорости течения и плотности. При погасании это количество начинает превосходить количество сгорающего горючего, поэтому в качестве критерия возможности распространения пламени получаем:

$$d^2 V p \leq \text{const } d^3 Z p^n, \quad (5-38)$$

т. е.

$$\frac{V}{Z d p^{n-1}} \leq \text{const}, \quad (5-39)$$

где V —скорость движения газа в струе. Аналогичное условие получается и в случае плоской задачи, так как показатель степени размера d понизится на единицу в обеих частях неравенства (5-38).

Величину Z обычно нельзя найти непосредственным измерением. Поэтому исключив ее, используя уравнение 5-16, получим:

$$v_B \sim d_p S_u^2 \quad (5-40)$$

Отсюда видно, что скорость, при которой происходит срыв пламени, пропорциональна линейному размеру, давлению и квадрату нормальной скорости распространения пламени.

Экспериментальные исследования распространения горения от турбулентного дежурного пламени, проведенные Карловицем, Деннистоном, Кнапшэфером и Уэллсом (Karlovitz, Denniston, Knapschaefter and Wells, 1953), показали, что градиент скорости на границе струи сильно влияет на процессы перемешивания и погасания. К сожалению, эти экспериментальные данные не представляется возможным использовать для проверки соотношения (5-40).

При выводе соотношения (5-40) предполагалось, что условия перемешивания остаются неизменными, т. е. что

отношение скоростей движения газа в дежурном пламени и в основном потоке постоянно. Если это отношение приближается к единице, то можно ожидать, что критическое значение величины $V/dpS_{н}^2$ будет возрастать, так как при уменьшении разности скоростей газа в пламени и потоке перемешивание ухудшается.

Стабилизация пламени циркуляционной зоной. Если исчерпывающий анализ какой-либо проблемы невозможен, то часто оказывается целесообразным ее обсуждение с различных точек зрения в условно идеализированных схемах процесса. Одна из таких схем может разъяснить какую-либо особенность данной проблемы,

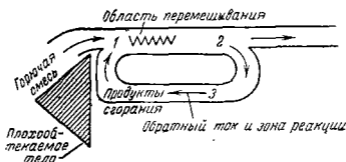


Рис. 5-15. Схема стабилизации пламени в циркуляционной зоне.

в то время как другая, даже несовместимая с первой, может лучше осветить другую особенность. Поэтому в последующем изложены две различные точки зрения на процесс стабилизации пламени.

Рассмотрим циркуляционное движение газа в следе за плохобтекаемым телом, обуславливающее стабилизацию пламени в потоке горючей смеси. На рис. 5-15 представлена предполагаемая идеализованная схема такого движения газа. В точке 1 циркулирующие продукты сгорания встречаются с горючей смесью, обтекающей тело; в зоне между точками 1 и 2 происходит перемешивание горючей смеси и продуктов сгорания. Горючая смесь сгорает в зоне 3, и затем продукты сгорания вновь смешиваются с горючей смесью в точке 1.

Предположим, что температура циркулирующего газа перед перемешиванием равна T_1 . Тогда, если известно отношение расходов горючей смеси и продуктов сгорания, то можно найти температуру после их перемешивания T_2 . Полагая, что это отношение не изменяется, получим линейную зависимость между T_2 и T_1 , представленную на

рис. 5-16; постоянство указанного отношения имеет место в случае очень больших значений критерия Рейнольдса. Продукты сгорания, поступающие к точке 1, образуются в результате реакции, начинающейся после завершения процесса перемешивания в точке 2 и продолжающейся в течение времени циркуляции; это дает еще одну связь между температурами T_2 и T_1 , которую также можно представить графически. Пренебрегая теплообменом с окружающим газом, эту зависимость можно получить из

$$\int_{T_2}^{T_1} \frac{dT}{T} = Z p^{n-1} \Delta t, \quad (5-41)$$

где Δt — время циркуляции. Кривые на рис. 5-16 дают соответствующую связь между T_2 и T_1 для различных значений $Z p^{n-1} \Delta t$. Если последняя величина очень мала, то, очевидно, за время циркуляции успевает прореагировать лишь весьма незначительное количество топлива и поэтому $T_1 = T_2$. Если же эта величина велика, то в течение располагаемого времени топливо успевает практически полностью прореагировать ($T_1 \rightarrow T_b$), даже если температура T_2 низка, и скорость реакции очень мала.

Процесс будет устойчив в том случае, если линия перемешивания пересекается с линией реакции. В общем случае возможны три точки пересечения. Точка пересечения при низкой температуре соответствует отсутствию пламени и, очевидно, дает условие устойчивого равновесия; точка при высокой температуре соответствует устойчивому горению: горючая смесь, которая перемешивается в точке 1 с продуктами сгорания, превращается в продукты сгорания в зоне 3, где происходит реакция. Промежуточная точка пересечения представляет состояние неустойчивого равновесия; какие-либо случайные отклонения от этого состояния обуславливают возникновение нестационарных процессов, изображенных в виде ступенчатых линий на рис. 5-17.

Найдем условия, при которых прекращается процесс устойчивого горения. Если уменьшается время циркуляции, давление газа или константа реакции Z , то линия реакции приближается к прямой $T_2 = T_1$ и точка устойчивого горения перемещается вниз по линии перемешивания. При определенном значении величины $Z p^{n-1} \Delta t$ точка пересечения линий реакции и перемешивания становится точкой касания; при дальнейшем уменьшении этой величины про-

цесс теряет устойчивость и горение прекращается. Если аэродинамические характеристики течения не изменяются, то M пропорционально размеру стабилизатора и обратно

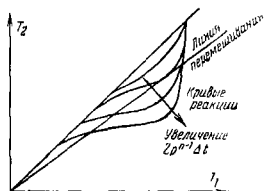


Рис. 5-16. Зависимости T_2 от T_1 , обусловленные перемещением и горением.

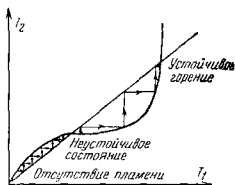


Рис. 5-17. Три состояния равновесия.

пропорционально скорости набегающего потока, а величина Z согласно предыдущему пропорциональна квадрату нормальной скорости распространения пламени. Таким образом, критерий устойчивости опять получаем в виде

$$\frac{V_B}{dp S_u^2} = \text{const.} \quad (5-42)$$

Это справедливо и при $n \neq 2$, так как, вообще, согласно уравнению (5-16) $Z \sim S_u^2 p^{n-2}$.

В приведенной теории предполагалось, что можно пренебречь охлаждением циркулирующих газов, обусловленным теплоотводом к стабилизатору. Однако это влияние, очевидно, будет существенным, если стабилизатор мал, а толщины теплового и динамического пограничных слоев относительно велики. Одновременно предполагалось, что величина зоны циркуляции и отношение количеств смешивающихся газов не зависят от критерия Рейнольдса. Турбулентность набегающего потока увеличивает долю горючей смеси в точке 1, и линия перемешивания сдвигается вправо. Поэтому процесс горения прекращается при меньших значениях критерия $V/dp S_u^2$, что согласуется с опытными данными.

Стабилизация пламени устойчивыми вихрями. В качестве третьей схемы стабилизации пламени за плохо обтекаемыми телами рассмотрим движение

вихрей за стабилизатором в целом, пренебрегая в отличие от предыдущего перемешиванием в продольном направлении и учитывая только перемешивание в направлении, перпендикулярном движению потока.

Предположим, что за плохо обтекаемым телом газ движется так, как это показано на рис. 5-18, т. е. что за стабилизатором располагаются два цилиндрических вихря. Для дальнейшего упрощения каждый вихрь будем рассматривать как цилиндр горячей смеси, причем коэффициенты обмена на внешней поверхности его весьма велики. Эти предпосылки позволяют использовать для решения задачи графический метод, изложенный на стр. 203—205.

Учитывая приближенность анализа, заменим цилиндр слоем газа при тех же условиях. Результаты расчетов для слоя газа представлены на рис. 5-19 и 5-20; эти результаты могут быть использованы также для качественного анализа процесса стабилизации пламени на цилиндрическом вихре. На рис. 5-19 представлены последовательные профили температуры, причем за исходное распределение принят прямоугольный профиль. Кривые распределения быстро приближаются к некоторому стационарному положению, когда количество тепла, выделяющегося внутри вихря, равно количеству тепла, отдаваемому во внешнюю область. На рис. 5-20 показан случай вихря слишком малого размера; здесь в отличие от предыдущего случая происходит непрерывное уменьшение температуры и горение в вихре полностью прекращается.

Как видно из сопоставления рис. 5-8, 5-9, 5-19 и 5-20, критический размер увеличивается приблизительно в 2 раза сравнительно с критическим размером для объема газа при тех же коэффициентах обмена, но при отсутствии бесконечно быстрого перемешивания на внешней поверхности. Таким образом, критерий устойчивости процесса горения имеет тот же вид:

$$p^{n/2} d \sqrt{Z} \bar{\lambda} = \text{const.} \quad (5-43)$$

В данной схеме процесса влияние увеличения скорости основного потока на стабилизацию пламени объясняется увеличением турбулентности. В общем случае эффективный

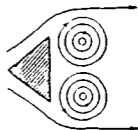


Рис. 5-18. Вихревые пламена за плохообтекаемым телом.

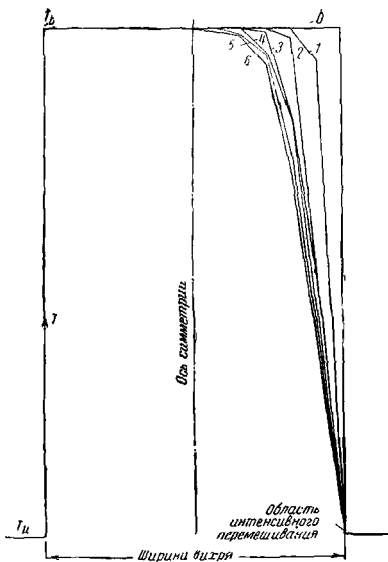


Рис. 5-19. Развитие и стабилизация профиля температуры при вихревом движении пламени.

коэффициент турбулентной теплопроводности пропорционален скорости движения газа, плотности газа и линейному размеру. Поэтому критерий устойчивости можно также записать в виде

$$p^{n/2} d \sqrt{\frac{z}{V_B d p}} = \text{const},$$

т. е.

$$\frac{V_B}{dZ p^{n-1}} = \text{const}, \quad (5-44)$$

$$\frac{V_B}{d p S_u^2} = \text{const.} \quad (5-45)$$

Таким образом, скорость потока, при которой происходит срыв пламени, как и ранее, пропорциональна размеру стабилизатора, давлению газа и квадрату нормальной скорости распространения пламени.

Конечно, устойчивое горение в вихре не является достаточным условием распространения пламени в основном потоке; Вильямс, Хоттель и Скарлок (Williams, Hottel and Scurlock, 1949) наблюдали так называемые остаточные

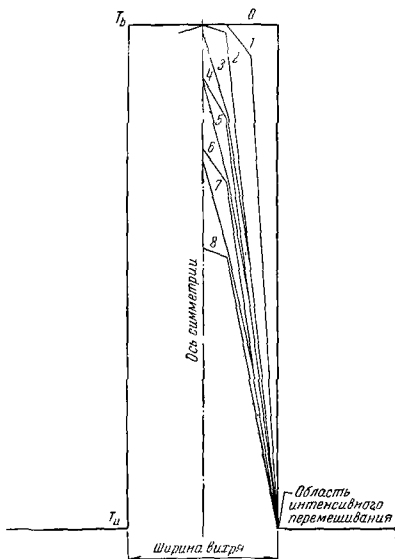


Рис. 5-20. Последовательные профили температуры при погасании вихря пламени слишком малого размера.

пламена, от которых не происходит дальнейшего распространения пламени. Однако, как правило, образование устойчивого вихря пламени оказывается достаточным для стабилизации процесса горения всего потока горючей смеси.

Исследование процесса стабилизации пламени методами теории подобия. Результаты анализа, полученные в последних разделах, оказались одинаковыми. Покажем, что иначе не могло и быть, так как в каждой из принятых схем предполагалось, что процесс определяется лишь закономерностями химической реакции и характеристиками турбулентного обмена. Для более полного уяснения процесса необходимо рассмотреть дифференциальное уравнение сохранения энергии для стационарных условий, которое можно получить, дополнив выражение (5-11) членом, характеризующим конвективный перенос:

$$a \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] - \left[u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right] + Z p^{n-1} f(T) = 0 \quad (5-46)$$

Если в этом уравнении отсутствует последний член, то его решение, характеризующее закономерности явления, будет определяться частным от деления второго члена на первый, т. е. критерием Пекле Vd/a . Подобный метод анализа проблемы был применен Дамкелером (Damköhler, 1937) и Триггом (Thring, 1948, a, b), внесшим большой вклад в теорию моделирования. Указанный вывод получен в предположении, что величины u , v и w пропорциональны скорости потока V , а x , y и z пропорциональны характерному размеру d . Кроме того, рассматриваются только те газы, для которых критерий Прандтля приблизительно равен единице, и поэтому зависимость от критерия Пекле с той же точностью можно считать эквивалентной зависимости от критерия Рейнольдса, характеризующего условия течения.

Частное от деления третьего члена уравнения (5-46) на первый аналогичным образом дает другой безразмерный критерий $Z p^{n-1} d^2/a$, характеризующий отношение количества тепла, которое выделяется в единице объема вследствие реакции, к количеству тепла, которое отводится вследствие теплопроводности. Поэтому решение уравнения (5-46) можно представить в виде соотношения, харак-

перезиющего условия, при которых происходит срыв пламени, например:

$$V_B d/a = F_1(Z p^{n-1} d^2/a) \quad (5-47)$$

или

$$V_B Z p^{n-1} d = F_2(V_B d/a), \quad (5-48)$$

где F обозначает некоторую неизвестную функцию.

Выводы предыдущих разделов были получены в предположении, что при больших значениях критерия Рейнольдса можно пренебречь молекулярным переносом и a выпадает из уравнений (5-47) и (5-48). Эта предпосылка приводит к частной форме уравнения (5-48), где F_2 заменяется постоянной.

При выводе уравнения (5-40) было использовано уравнение (5-16) для замены Z через $S_u^2/\lambda p^{n-2}$. Аналогичную подстановку можно сделать в общих уравнениях (5-47) или (5-48), что дает уравнение

$$V_B d/a = F_3(S_u d/a), \quad (5-49)$$

предложенное Патнамом и Дженсенем (Putnam and Jensen, 1949). При больших числах Рейнольдса, как было указано, уравнение (5-49) переходит в

$$V_B d/a = \text{const} (S_u d/a)^2, \quad (5-50)$$

что эквивалентно уравнениям (5-40), (5-42) и (5-45). Следует отметить, что согласно выражению (5-23) величину $S_u d/a$ можно считать пропорциональной отношению определяющего размера камеры горения к критическому размеру объема продуктов сгорания, который в свою очередь пропорционален гасящему размеру.

Анализ процесса методами теории подобия, в результате которого было получено уравнение (5-49), нельзя считать исчерпывающим. Кроме упрощенной трактовки химической реакции, при анализе пренебрегалось также изменением критериев Прандтля и Шмидта для различных диффундирующих компонентов и изменением при реакции объема и вязкости. Изменение физических свойств частично учитывалось в работе Шульц-Грунова (Schultz-Grunow, 1953), посвященной анализу методами теории подобия процесса распространения ламинарного пламени. Соответствующие дополнительные критерии подобия, характер-

Записана переменной	В зависимости от Z			В зависимости от S_u
	n-го порядка	Мономолекулярная	Винмолекулярная	
$S_u \sim$	$\frac{1}{\lambda^2} \rho^{\frac{(n-2)}{2}} Z^{\frac{1}{2}}$	$\frac{1}{\lambda^2} p^{\frac{-1}{2}} Z^{\frac{1}{2}}$	$\frac{1}{\lambda^2} Z^{\frac{1}{2}}$	S_u
d_c и $d_q \sim$	$\frac{1}{\lambda^2} \rho^{\frac{-n}{2}} Z^{\frac{-1}{2}}$	$\frac{1}{\lambda^2} p^{\frac{-1}{2}} Z^{\frac{-1}{2}}$	$\frac{1}{\lambda^2} p^{-1} Z^{\frac{-1}{2}}$	$\lambda p^{-1} S_u^{-1}$
$Q \sim$	$\frac{3}{\lambda^2} \rho^{\frac{(2-3n)}{2}} Z^{\frac{-3}{2}}$	$\frac{3}{\lambda^2} p^{\frac{-3}{2}} Z^{\frac{-1}{2}}$	$\frac{3}{\lambda^2} p^{-1} Z^{\frac{-3}{2}}$	$\lambda^3 p^{-2} S_u^{-3}$
$V_B \sim$	$p^{n-1} Z d$	$Z d$	$p Z d$	$\lambda^{-1} p S_u^2 d$

(при больших Re)

зующие состав смеси, отношение коэффициентов обмена, а также отношение плотностей продуктов сгорания и горючей смеси, по-видимому, в значительной мере определяют протекание процесса стабилизации. Однако независимо от причины срыва пламени (нарушение соответствия между скоростью реакции и скоростью перемешивания или нарушение в некотором диапазоне чисел Рейнольдса условий течения, обуславливающих стабилизацию) все экспериментальные данные, полученные при определении пределов устойчивого горения на геометрически подобных стабилизаторах, должны удовлетворять соотношению (5-49).

Сводка полученных результатов о влиянии давления, теплопроводности и скорости распространения пламени. В табл. 5-1 приведены полученные ранее теоретические соотношения. Они дают возможность предсказать влияние давления, если известен порядок реакции, или определить ее порядок по экспериментальным данным. Напомним, что величина Z является характеристи-

ной горючей смеси, определяющей максимальную объемную скорость реакции и не зависящей от коэффициентов обмена и абсолютного давления газа. Однако ввиду того, что величина Z не поддается непосредственному измерению, целесообразно также привести соотношения между d_c , Q , V_B и S_m , так как именно эти величины можно легко измерить. Эти соотношения приведены в последнем столбце табл. 5-1. Как видно из таблицы, влияние давления на зависимую переменную можно выяснить лишь в том случае, если известно, как зависит от давления величина λ . При умеренных температурах теплопроводность газов, как известно, не зависит от давления. Однако нет уверенности, что это справедливо также для температур, характерных для пламен, при которых диссоциация и рекомбинация весьма подвижных радикалов, таких, например, как атомарный водород, могут обусловить достаточно сильную зависимость теплопроводности от давления. Поэтому еще не представляется возможным установить порядок реакций, превалирующих в пламенах углеводородо-воздушных смесей.

Экспериментальные данные. Были проведены многочисленные эксперименты по определению пределов устойчивого горения за плохообтекаемыми телами, в том числе за цилиндрами в поперечном потоке (Hottel, Williams and Scurlock, 1949; Haddocks, 1951; Baddour and Carr, 1949; Williams and Shipman, 1953; Barrere and Mestre, 1953), за круговыми цилиндрами в осевом потоке (Longwell, Cheveney, Clark and Frost, 1949); за дисками, расположенными перпендикулярно направлению потока (de Zubay, 1950; Schramm, 1951) и, наконец, за шарами (Baddour and Carr, 1949). Обзор соответствующей литературы приведен в работе Лонгвелла (Longwell, 1953). Типичные результаты опытов по стабилизации пламен пропано-воздушных смесей при атмосферном давлении приведены на рис. 5-21; в качестве стабилизаторов использовались стержни; исследовалось также влияние турбулизирующих решеток. Эти данные показывают, что при очень богатых и очень бедных смесях срыв пламени происходит при сравнительно небольшой скорости потока; скорость срыва возрастает при увеличении диаметра стержня и уменьшается при повышении интенсивности турбулентности. Эти закономерности согласуются с приведенными выше теоретическими выводами.

Однако следует отметить, что максимальное значение

скорости на рис. 5-21 получается не при стехиометриче-ском составе смеси, чему, как показывают данные, приве-денные на рис. 5-5, соответствует максимум нормально-скорости распространения пламени, а при более богатых-смесях. Подобное явление уже отмечалось при анализе-процессов воспламенения; оно объясняется тем, что коэф-фициент диффузии пропана сравнительно мал, вследствие-

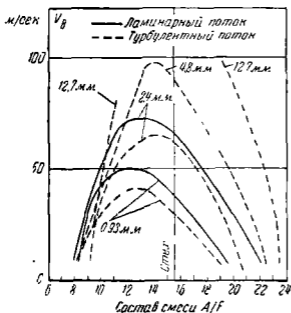


Рис. 5-21. Характеристики срыва пла-мени пропано-воздушных смесей при стабилизации на стержнях разного диаметра, при атмосферном давлении (Скарлок).

чего смесь, диффунди-рующая в циркуляцион-ную зону, оказывается беднее, чем исходная смесь. Указанное измене-ние состава было обнару-жено Вильямсом и Шип-маном (Williams and Shipman, 1953) непосред-ственным газовым анали-зом; это свидетельствует о том, что при тех крите-риях Рейнольдса, при ко-торых проводились опы-ты, значительную роль играл молекулярный об-мен в зоне горения. Су-щественно, что при уве-личении критерия Рей-нольдса (большие разме-ры или скорости) макси-мумы кривых на рис. 5-21

сдвигаются к линии сте-хиометрического состава, так как увеличивается интенсив-ность турбулентности, уменьшается роль молекулярной-диффузии и определяющим становится турбулентный-обмен.

Если учесть влияние молекулярного обмена, то стано-вится понятным, почему экспериментальная зависимость V_B от d количественно не согласуется с теоретическими вы-водами, полученными в предположении больших критериев Рейнольдса. По данным Скарлока, $V_B \sim d^{0,45}$, тогда как-теоретически $V_B \sim d$. Причина получения меньшего пока-зателя будет рассмотрена ниже. Другие исследователи-например Лонгвелл (Longwell, 1949) и де Зубей (de Zubay, 1950), для трехмерных стабилизаторов при больших кри-

териях Рейнольдса получили приближенную зависимость $V_B \sim d$.

На рис. 5-22 приведена сводка экспериментальных данных в виде зависимости критерия Пекле, отнесенного к скорости потока, от критерия Пекле, отнесенного к нормальной скорости распространения пламени [по Сполдингу и Толлу (Spalding and Tall, 1954)]. При обработке опубликованных данных в тех случаях, когда нормальная скорость распространения пламени для соответствующей смеси не была указана экспериментатором, эта скорость была принята по оценке; если максимум кривой не соответствовал стехиометрическому составу, то оценивался состав смеси в зоне реакции, отличавшийся от исходного вследствие различия коэффициентов диффузии компонентов. Приведенные данные относятся к двух- и трехмерным стабилизаторам различной формы, и экспериментальные точки соответственно хорошо группируются около двух различных кривых. Большим критериям Re соответствует тангенс угла наклона 2, однако при малых критериях Re наклон становится меньше. Наклону 2 соответствует зависимость $V_B \sim d$, наклону 1,5 соответствует $V_B \sim d^{0.5}$. Учитывая допущения, сделанные при использовании теории подобия, совпадение можно считать вполне удовлетворительным.

Скарлок (Scurlock, 1949), проводивший исследования стабилизированных пламен шпирен-методом, опубликовал также фотографии, на которых отчетливо видно, как сильно химическая реакция изменяет характер течения, удлиняет циркуляционную зону, уменьшает образование и срыв вихрей. Эти данные показывают, что анализ методами теории подобия без учета изменения объема, происходящего вследствие реакции, не может дать полноценных результатов. Иногда наблюдаются также так называемые остаточные пламена, которые могут стабилизироваться, но не распространяются по всему потоку.

Зависимость скорости потока, при которой происходит срыв пламени, от абсолютного давления была исследована де Зюбеем (de Zubav, 1959). По его данным $V_B \sim p^{0.95} d^{0.85}$. Эта зависимость показывает, что в его опытах преобладало турбулентное перемешивание и химическая реакция была второго порядка.

Максимальная скорость реакции. Приведенное выше графическое решение задачи о нестационар-

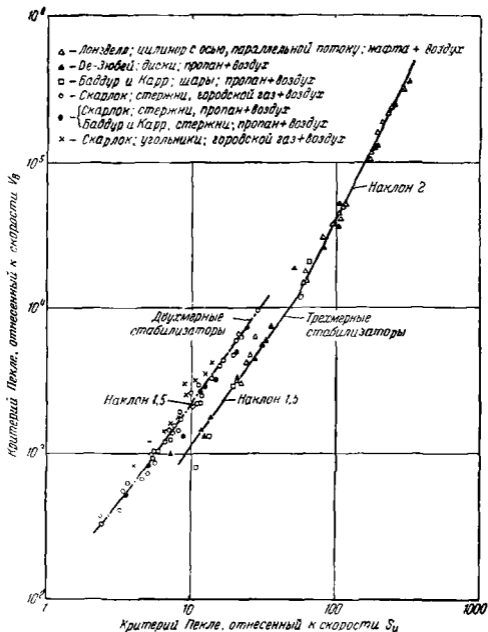


Рис. 5-22. Характеристики срыва пламени для гомогенных смесей при использовании в качестве стабилизаторов плохообтекаемых тел различной формы.

ном распространении пламени основывалось на произвольно выбранном законе реакции, отвечающем кривой, показанной на рис. 5-3. Вместе с тем было отмечено, что если скорость реакции определяется столкновениями между молекулами топлива и кислорода, то, используя кинетическую теорию газов для закона реакции можно найти также аналитическое выражение. Примером такого выраже-

ния является уравнение (5-9). Эвери и Харт (Avery and Hart, 1953), а также Лонгвелл, Фрост и Вейс (Longwell, Frost and Weiss, 1953) использовали этот метод для определения той стадии процесса горения, которой соответствует максимальная объемная скорость реакции и, следовательно, положение максимума кривой, описывающей протекание реакции. Эвери и Харт получили выражение для температуры газа T_m , которой соответствует максимальная скорость реакции, в виде

$$T_m = \frac{T_b}{1 + 2RT_b/E} \quad (5-51)$$

Принимая в качестве характерных для горения углеводородо-воздушных смесей следующие значения:

$$T_b = 2000^\circ \text{K},$$

$$R = 2 \text{ кал/моль} \cdot ^\circ\text{C},$$

$$E = 40000 \text{ кал/моль},$$

получим:

$$T_m = 1670^\circ \text{K}.$$

Если принять начальную температуру $T_u = 300^\circ \text{K}$, то указанной величине T_m будет соответствовать приблизительно 80% повышения температуры от T_u до T_b . Смесь, имеющая такую температуру, может быть получена непрерывным перемешиванием горючей смеси с продуктами полного сгорания в весовом отношении 1:4. Эвери и Харт указывают, что камера сгорания, в которой происходит смешение газов в такой пропорции, будет иметь минимально возможный объем.

Абсолютное значение максимальной скорости реакции может быть вычислено, если подставить величину T_m в уравнение (5-9) или в другое подобное выражение. Используя константы, найденные экспериментально для низкотемпературного окисления углеводородов парафинового ряда, Эвери и Харт нашли, что при комнатной начальной температуре и при атмосферном давлении максимальная скорость выделения тепла при горении стехиометрической бутано-воздушной смеси равна $2,6 \cdot 10^3 \text{ кал/см}^3 \cdot \text{сек}$. Сомневаясь в правильности использования данных по низкотемпературной кинетике, авторы провели также сравни-

тельные расчеты по формуле Зельдовича — Франк-Каменецкого, используя также экспериментальные данные по скорости распространения пламени. В результате расчетов было получено среднее значение максимальной объемной скорости тепловыделения $1,8 \cdot 10^3 \text{ кал/см}^3 \cdot \text{сек}$.

Аналогичные расчеты были проделаны Лонгвеллом, Фростом и Вейсом (Longwell, Frost and Weiss, 1953). Для расчета объемной скорости реакции эти авторы в отличие от предыдущих использовали экспериментальные данные по пределам устойчивого горения, полученные де Зюбеом (de Zubay, 1950). Таким образом было найдено, что при атмосферном давлении для пламени стехиометрической смеси углеводорода с воздухом максимальная скорость тепловыделения равна $0,19 \cdot 10^3 \text{ кал/см}^3 \cdot \text{сек}$; эту цифру авторы считают заниженной.

Другим возможным методом определения максимальной скорости тепловыделения является непосредственное использование данных по нормальной скорости распространения пламени. Количество тепла, выделяющееся на единице поверхности ламинарного пламени, равно $m_{fu} H \rho_u S_u$, где индекс u относится к горючей смеси. Ширину зоны реакции по порядку величины можно принять равной ширине фронта пламени δ по уравнению (5-22). Таким образом, средняя объемная скорость тепловыделения в зоне реакции равна:

$$q_{\text{ср}}''' = \frac{m_{fu} H \rho_u S_u}{\delta} = \frac{c (\rho_u S_u)^2 m_{fu} H}{2\lambda}. \quad (5-52)$$

Подставив в уравнение (5-52) величины, характерные для пламени стехиометрической пропано-воздушной смеси, а именно $c = 0,24 \text{ кал/г} \cdot ^\circ\text{C}$, $\rho_u = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$, $S_u = 42 \text{ см/сек}$, $m_{fu} = 1/15$, $H = 10^4 \text{ кал/г}$, $\lambda = 2 \times 10^{-4} \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot ^\circ\text{C}$, получим $q_{\text{ср}}''' = 1 \cdot 10^3 \text{ кал/см}^3 \cdot \text{сек}$. Максимальная скорость сгорания должна быть несколько больше среднего значения. Поэтому совпадение с данными Эверн и Харта можно считать хорошим.

Все приведенные выше численные значения скоростей реакций были найдены для атмосферного давления. Если реакция бимолекулярна, то скорость реакции, отнесенная к единице объема, пропорциональна квадрату давления. В упомянутой работе Лонгвелла с сотрудниками принята именно такая зависимость.

В реальных камерах сгорания вследствие неполного перемешивания скорость тепловыделения существенно меньше приведенных выше значений. До настоящего времени, по-видимому, наибольшая теплонапряженность $0,09 \cdot 10^3 \text{ кал/см}^3 \cdot \text{сек}$ была получена Малленом, Фенном и Гармоном (Mullen, Fepp and Garmon, 1951) в камере проточного двигателя при атмосферном давлении. Эта величина меньше одной десятой теоретического максимума.

Недавно Лонгвеллом (Longwell, 1954) опубликованы результаты опытов по сжиганию горючей смеси в сферической бомбе; опыты проводились при различных давлениях, причем система подачи топлива и воздуха обеспечивала практическое постоянство температуры и состава по объему зоны реакции. Лонгвелл установил, что при атмосферном давлении скорость тепловыделения при горении стехиометрических углеводородо-воздушных смесей равна приблизительно $1 \cdot 10^3 \text{ кал/см}^3 \cdot \text{сек}$ и пропорциональна квадрату давления. Результаты опытов подтверждают пайлонное ранее теоретическое значение скорости тепловыделения и предположение о том, что реакция бимолекулярна ($n = 2$). Лонгвелл также нашел, что этим данным соответствует энергия активации $40\,000 \text{ кал/моль}$ и что горение стехиометрической смеси прекращается при полноте сгорания около 80%.

Устойчивость процесса в гомогенной зоне. Лонгвелл с сотрудниками (Longwell et al., 1953) рассмотрел также вопрос об устойчивости процесса в гомогенной зоне реакции, получающейся в результате полного перемешивания реагентов, и показал, что реакция должна прекратиться, если горючая смесь подводится в зону реакции с чрезмерно большой скоростью. Это явление можно исследовать графическим методом, разработанным Спалдингом (Spalding, 1953, с) для анализа условий устойчивости горения твердого топлива.

На рис. 5-23 показана зависимость температуры T в гомогенной зоне реакции от концентрации m , того реагента, который при данном исходном составе смеси может прореагировать до конца. Эта наклонная прямая показывает также, что при отсутствии радиационных и конвективных тепловых потерь, обусловленных наличием холодных стенок, уменьшение концентрации этого реагента пропорционально повышению температуры. При этом предполагается постоянство удельной теплоемкости и при наличии процессов молекулярного обмена — равенство ко-

эффиценто̀в диффузии и температуропроводности. Уравнение этой прямой для бедной смеси имеет вид

$$c(T - T_u) = (m_{iu} - m_i)H, \quad (5-53)$$

где c — удельная теплоемкость;

T — температура;

m_i — концентрация топлива;

H — теплотворная способность; индекс i относится к исходной смеси.

Эту прямую можно назвать линией теплового баланса.

Каждая из кривых на рис. 5-23 представляет собой зависимость концентрации топлива m_i в зоне реакции от температуры T , которая необходима и достаточна для того, чтобы при заданном объеме v зоны реакции, площади s ее поверхности и скорости U движения горючей смеси через эту поверхность концентрация топлива вследствие сгорания уменьшалась до величины m_i . Если предположить, что скорость реакции определяется соударениями молекул топлива и кислорода, то уравнение этих кривых имеет вид

$$(m_{iu} - m_i) \frac{\rho}{T_u} Us = \\ = \nu m_i \{ m_{O_{ii}} - r(m_{iu} - m_i) \} \frac{Kp^2}{T_u^{2.5}} \exp(-E/RT). \quad (5-54)$$

Левая часть уравнения характеризует ко́нвективный перенос, а правая — скорость реакции. Константой K учитывается реакционная способность компонентов, а также связь

давления и плотности

Кривые на рис. 5-23 иане-

сены для реакции n -го порядка с ограничением возможности их протекания

некоторым конечным значением m_{iu} . Для значения

m_i лишь немного меньше m_{iu} температура, обеспе-

чивающая необходимую скорость реакции, должна

быть очень высока; кривые в этой области круто поднимаются

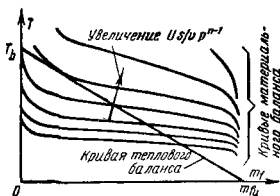


Рис. 5-23. Кривые теплового и материального баланса для адiabатической гомогенной зоны реакции.

сти круто поднимаются

С другой стороны, если m_f очень мало, то температура также должна быть весьма высокой, чтобы число эффективных столкновений было достаточно и обеспечивало быстрое протекание реакций. Поэтому левые ветви кривых также изогнуты вверх. Эти соображения, а также наличие экспоненциального члена в уравнении (5-54) объясняют форму кривых, изображенных на рис. 5-23, которые можно назвать кривыми материального баланса. Каждая кривая для заданной горючей смеси соответствует определенному значению параметра Us/vp^{n-1} . Произведение Us есть объемный расход смеси, поступающей в зону реакции, а Us/v — объемный расход смеси, отнесенный к единице объема зоны. Несмотря на то, что размерность этой величины $сек^{-1}$, ее нельзя считать обратной „времени пребывания“, так как последний термин определяет время прохождения зоны реакции отдельной частицей. В данном же случае рассматривается установившаяся гомогенная реакция и поэтому отдельные частицы выделить невозможно.

При установившемся состоянии температура и состав в зоне реакции должны одновременно удовлетворять условиям теплового и материального балансов. Состояние равновесия определяются точками пересечения соответствующих кривых. В общем случае данная кривая материального баланса может пересекать линию теплового баланса в трех точках. Нижняя из них интереса не представляет, так как характеризует состояние, при котором реакция практически не идет и пламя отсутствует. Верхняя точка пересечения представляет состояние устойчивого горения, соответствующее данному расходу горючей смеси. Средняя точка дает состояние неустойчивого равновесия, так как при кратковременном уменьшении концентрации m_f соответствующее повышение температуры обуславливает увеличение скорости реакции и дальнейшее уменьшение m_f , которое происходит до тех пор, пока не будет достигнуто состояние устойчивого горения. С другой стороны, небольшое увеличение m_f приводит к такому понижению температуры, что пламя погасает.

Однако не все кривые материального баланса имеют точку пересечения, соответствующую устойчивому горению. При увеличении расхода или, точнее, параметра Us/vp^{n-1} температура в зоне реакции понижается до тех пор, пока точка пересечения кривых материального и теп-

лового баланса не превратится в точку касания. В этот момент верхняя и средняя точки, определяющие соответственно устойчивый и неустойчивый режимы горения, совпадают. Дальнейшее увеличение расхода приводит к срыву пламени.

Скорость реакции в точке касания определяет максимальную скорость тепловыделения, рассмотренную в предыдущем разделе, и таким образом, полнота сгорания при этом предельном режиме горения равна приблизительно 80%. Полагая, что расход газа, поступающего в зону реакции, пропорционален скорости потока газа и что отношение объема зоны к ее поверхности пропорционально размеру стабилизатора d , Лонгвелл показал, что скорость потока, при которой происходит срыв пламени, пропорциональна dp^{n-1} , т. е. для бимолекулярной реакции пропорциональна dp .

Уравнение (5-52) позволяет найти связь между условиями срыва пламени в гомогенной зоне реакции и нормальной скоростью распространения пламени в горючей смеси. Если максимальная скорость реакции в 2 раза больше средней скорости реакции в ламинарном пламени, то пламя будет сорвано, когда расход топлива, поступающего в зону реакции, определяется соотношением

$$m_{fu} \rho_u U_s = v c \frac{(\rho_u S_u)^2}{\lambda} m_{fu}, \quad (5-55)$$

т. е. когда

$$\frac{U_s}{v} = \frac{S_u^2}{a}. \quad (5-56)$$

Для трехмерного стабилизатора, например диска, отношение объема циркуляционной зоны к ее поверхности равно четверти диаметра диска. Сопоставляя уравнение (5-56) после подстановки этого соотношения с эмпирической зависимостью

$$\frac{V_B d}{a} \approx 4 \left(\frac{S_u d}{a} \right)^2, \quad (5-57)$$

справедливой согласно рис. 5-22 при больших значениях критерия Пекле, получим, что в момент срыва пламени

$$U \approx V_B / 16. \quad (5-58)$$

Таким образом, как это и следовало ожидать, средняя скорость, с которой смесь в результате турбулентного пе-

ремешивания поступает в циркуляционную зону, на один порядок меньше, чем скорость набегающего потока.

Конечно, отношение U/V , характеризующее процесс перемешивания на границе циркуляционной зоны, можно считать постоянным лишь при очень больших значениях критерия Рейнольдса. По-видимому, при возрастании критерия Рейнольдса в диапазоне, соответствующем переходу от ламинарного к турбулентному режиму перемешивания, отношение U/V несколько возрастает. Если положить в этом случае $U/V \sim Re^\beta$, где β — малая положительная величина, то из уравнения (5-57) следует

$$\frac{V_B d}{\nu} \sim \left(\frac{S_u d}{\nu} \right)^{\frac{2}{1+\beta}}. \quad (5-59)$$

Этим, по-видимому, обусловлено уменьшение наклона кривых, приведенных на рис. 5-22, с уменьшением критерия Пекле. Для наклона 1,5, которому соответствует зависимость $V_B \sim d^{0.5}$, величина $\beta = 0,33$. Аналогичным образом можно показать, что при уменьшении критерия Рейнольдса (Пекле) в области чистого ламинарного режима перемешивания показатель степени параметра $S_u d/\nu$ в уравнении (5-59) становится больше 2.

Влияние лучеиспускания газа. Графический анализ процесса в гомогенной зоне реакции, показанный на рис. 5-23, можно также использовать для исследования неадиабатического процесса. Такой анализ выполнен Спалдингом и Толлом (Spalding and Tall, 1954) с учетом только радиационных тепловых потерь, так как их влияние можно представить в более общей форме, чем влияние тепловых потерь, обусловленных конвекцией. При сравнительно малых размерах зоны реакции, как это имеет место в действительности, можно считать, что почти все излучаемое газом тепло теряется безвозвратно. Поэтому радиационные тепловые потери из зоны объема v в холодную окружающую среду пропорциональны $\rho v R(T)$, где $R(T)$ — быстро возрастающая функция температуры, вид которой зависит от состава излучающего газа. Таким образом, уравнение теплового баланса можно записать в виде

$$c(T - T_u) = (m_{fu} - m_f)H - \frac{\rho v R(T)}{U_s}. \quad (5-60)$$

Вместо одной линии теплового баланса следует провести семейство линий для различных значений параметра Us/v .

Чем меньше величина Us/v , тем ниже проходит соответствующая линия теплового баланса (рис. 5-24).

Излучение не изменяет положения кривых материального баланса; данная скорость реакции обуславливается вполне определенной температурой и не зависит от того, каким образом достигнута эта температура. Однако в данном случае состоянию равновесия соответствуют уже не точки пересечения этих кривых с верхней прямой теплового баланса при адиабатической реакции, а точки пересечения с соответствующей каждой из них линией теплового

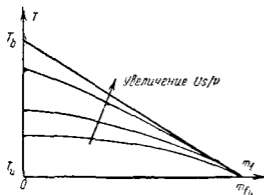


Рис. 5-24. Кривые теплового баланса для гомогенной зоны реакции при наличии радиационных тепловых потерь.

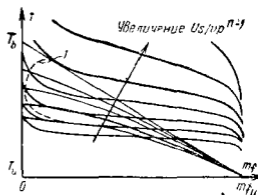


Рис. 5-25. Кривые теплового и материального баланса для гомогенной зоны реакции при наличии радиационных тепловых потерь.

1 — геометрическое место точек пересечения.

баланса. Геометрическое место этих точек показано на рис. 5-25 отрезком пунктирной кривой. Верхний участок кривой заканчивается в точке, где величина $Us/v p^{n-1}$ так велика, что реакция не может идти при данном расходе горючей смеси; в этом случае срыв пламени происходит по той же причине, как и при отсутствии радиации, но несколько раньше. Нижний участок кривой тоже обрывается в некоторой точке, так как в этой области при уменьшении параметра Us/v кривые теплового баланса понижаются быстрее, чем кривые материального баланса; таким образом, при малых весовых расходах излучение может сильно снизить температуру, в то время как она должна быть достаточно высокой даже при медленном протекании реакции, так как скорость реакции зависит от температуры по экспоненциальному закону. Поэтому горение может прекращаться при уменьшении количества смеси, поступающей

в зону реакции, или при увеличении размера самой зоны, что и наблюдается в некоторых камерах сгорания газовых турбин.

Величина Us/v является параметром при построении кривых теплового баланса; для кривых материального баланса таким параметром служит $Us/v\rho^{n-1}$. Поэтому величина ρ^{n-1} определяет геометрическое место точек пересечения соответствующих кривых. На рис. 5-26 показано, как изменяется положение кривой точек пересечения при различных ρ^{n-1} . Следует отметить, что при уменьшении ρ^{n-1} длина кривых уменьшается, и, наконец, начиная с некоторого конечного значения ρ^{n-1} , точки пересечения отсутствуют. По рис. 5-26 можно определить область устойчивого горения в координатах $Us/v, \rho^{n-1}$ (рис. 5-27а). Как видно, при постоянном давлении в зоне реакции существуют верхний и нижний пределы скорости потока, а также что существует нижнее предельное значение ρ^{n-1} , ограничивающее возможность существования пламени вне зависи-

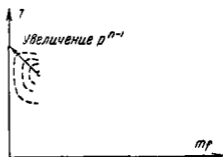


Рис. 5-26. Геометрическое место точек пересечения при различных значениях ρ^{n-1} для гомогенной зоны реакции.



Рис. 5-27а. Область устойчивого горения в гомогенной зоне реакции при наличии радиационных тепловых потерь.

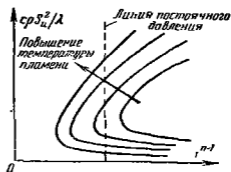


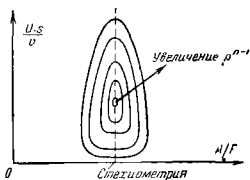
Рис. 5-27б. Влияние радиации на пределы воспламенения.

мости от скорости потока. Анализ явлений, происходящих в зоне реакции при постоянном Us/v с уменьшением ρ^{n-1} , что соответствует изменению условий протекания процесса в камере сгорания газовой турбины при увеличении высоты, позволяет сделать важные выводы. Если камера

сильно форсирована (Us/v велико), то срыв пламени произойдет при достижении верхней ветви кривой рис. 5-27а. Увеличение размера камеры (v/s) позволяет отодвинуть границу срыва. Если, наоборот, величина Us/v мала, то условия срыва определяются нижней ветвью кривой, и поэтому для улучшения характеристик камеры следует уменьшить ее размеры. Таким образом, рациональные мероприятия по улучшению характеристик могут быть намечены только после выяснения типа срыва.

Зависимости, приведенные на рис. 5-23—5-27, справедливы для определенной горючей смеси, например стехиометрической пропановоздушной смеси. Изменение состава смеси сказывается по-видимому, так, как это показано на рис. 5-28, где различным кривым соответствуют различные значения p^{n-1} . Область устойчивого горения ограничена замкнутой кривой и уменьшается при понижении давления. В камере сгорания, для которой диапазон устойчивого горения по составу смеси сужается при увеличении объемного расхода, граница срыва обусловлена форсированием по скорости; поэтому ее характеристики можно улучшить увеличением размеров. С другой стороны, если диапазон устойчивого горения сужается при уменьшении скорости, это означает, что чрезмерно велики потери на излучение, и поэтому характеристики такой камеры могут быть улучшены уменьшением размеров. Расчеты Сполдинга и Толла (Spalding and Tall, 1954) для углеводородо-воздушных смесей при комнатной исходной температуре показали, что величина Us/v , соответствующая наиболее широкому диапазону устойчивого горения при данном давлении или минимальному значению давления при данном составе смеси, равна приблизительно 2 сек^{-1} .

Рис. 5-23. Вероятная форма характеристик срыва пламени в однородной зоне реакции при различных значениях p^{n-1} .



Ориентировочные значения радиационных тепловых потерь от горячих продуктов сгорания в холодную окружающую среду могут быть получены на основании данных, опубликованных Хейлигенстедтом (Heiligenstedt,

1951) для продуктов сгорания доменного газа и воздуха. При атмосферном давлении и 2000°C эти продукты сгорания излучают приблизительно $0,4 \text{ кал/см}^3 \cdot \text{сек}$. Сравнение этой величины с полученной ранее средней скоростью выделения тепла в пламени стехиометрической смеси порядка $10^3 \text{ кал/см}^3 \cdot \text{сек}$ показывает, что для таких пламен радиационные потери незначительны. Однако вследствие неоднородности пламени средняя скорость реакции может уменьшиться в 10 раз без существенного уменьшения радиационных потерь. Напомним, что максимальная наблюдавшаяся скорость тепловыделения при атмосферном давлении равна $10^2 \text{ кал/см}^3 \cdot \text{сек}$. Кроме того, нормальная скорость распространения пламени как в переобедненных, так и переобогащенных смесях может составлять лишь $1/10$ соответствующей величины для стехиометрических смесей, т. е. средняя скорость реакции в этом случае может составить только $1/100$ скорости реакции в стехиометрической смеси. В таких пламенах радиационные тепловые потери даже при атмосферном давлении могут составить заметную долю выделяющегося тепла. Если, например, при уменьшении давления до $0,1 \text{ ата}$ количество выделяющегося тепла уменьшается в 10 раз больше, чем радиационные потери, то, естественно, радиация должна сильно влиять на процесс горения при большой высоте полета.

Пределы воспламенения. Учет радиационных тепловых потерь определяет необходимость еще раз рассмотреть причины невозможности существования очень медленно распространяющихся пламен, а также наличия определенных диапазонов состава смеси, где воспламенение вообще невозможно.

Выясним смысл параметра Us/v для ламинарных пламен. Скорость U пропорциональна S_u , а отношение s/v — соответственно $1/\delta$, где δ — ширина фронта пламени. Но $\delta \sim \lambda/c_p S_u$, поэтому $Us/v \sim c_p S_u^2/\lambda$. Графики рис. 5-27б и 5-27а подобны и различаются лишь тем, что на рис. 5-27б по оси ординат отложена величина $c_p S_u^2/\lambda$ и кривые нанесены для нескольких значений состава смеси. Вертикальная линия постоянного давления пересекается с верхними ветвями кривых в точках, соответствующих значениям нормальной скорости распространения пламени. (Распределение температуры во фронте пламени всегда устанавливается таким, чтобы скорость реакции была максимальной). Очевидно, кривые, соответствующие смесям, состав кото-

рых далек от стехиометрического, могут не пересекать заданную линию постоянного давления. Следовательно, при данном давлении пламя или вообще не существует или должно иметь определенную минимальную скорость распространения и должны существовать резко выраженные пределы воспламенения. Действительно, если нормальная скорость распространения пламени равна приблизительно 4 см/сек , то средняя скорость тепловыделения равна $10^3 \text{ кал/см}^3 \cdot \text{сек}$; при нормальной скорости распространения пламени $0,4 \text{ см/сек}$ скорость тепловыделения была бы равна $0,1 \text{ кал/см}^3 \cdot \text{сек}$. Последняя величина меньше, чем радиационные тепловые потери при атмосферном давлении. Поэтому такие пламена либо не могут существовать, либо горение происходит вблизи нижнего предельного значения $S_{\text{д}}$. Это объяснение нуждается в экспериментальной проверке.

Самовоспламенение

В предыдущих разделах был рассмотрен вопрос о распространении пламени от горячих продуктов сгорания в холодную горючую смесь. Распространение пламени обуславливает быстрое завершение реакции. При комнатной температуре для завершения реакции необходимо время, измеряемое годами. При теоретическом анализе для упрощения расчетов скорость реакции в свежей смеси принята малась равной нулю, хотя во всех случаях, когда температура выше абсолютного нуля, экспоненциальный множитель $\exp(-E/RT)$ имеет конечную величину. Без этого допущения при графическом расчете процесса стационарного распространения пламени на рис. 5-4 было бы необходимо учитывать также весьма незначительное последовательное повышение температуры в точках, расположенных впереди фронта пламени (рис. 5-29). В точках, наиболее удаленных от фронта пламени, за время подхода к ним пламени повышение температуры может вызвать ускорение реакции, причем реакция может даже полностью завершиться. В этом случае понятие скорости распространения пламени становится неопределенным, так как установившееся состояние не достигается. Возможность протекания спонтанной реакции при комнатной и умеренно высоких температурах перед фронтом пламени создает большие трудности математического анализа проблемы. Для этого оказывается необходимым вводить понятия температуры «воспламенения» и «погасания», как это делают Зельдович, Франк-Каменецкий (1938), Карман и Пеннер (1950).

Kárgmán and Penner, 1954), или понятие температуры «стабилизации», предложенное Хиршфельдером и Кёртисом (Hirschfelder and Curtiss, 1949). Этот вопрос рассмотрен Эммонсом, Харром и Стронгом (Emmons, Harr and Strong, 1949). Однако весьма слабое окисление, которое происходит, например, в зоне смешения буизеновской горелки, обычно не искажает результаты экспериментов.

С другой стороны, в карбюраторных поршневых двигателях самовоспламенение перед фронтом пламени имеет существенное значение, так как оно является причиной

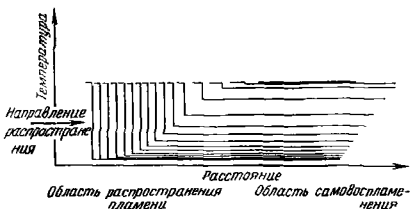


Рис. 5-29. Последовательные мгновенные профили температуры при распространении пламени в смеси, реагирующей до прихода фронта пламени.

появления «стука». Не рассматривая здесь быстрые колебания давления и, возможно, детонационные волны, которые вызывают стук, отметим, что самовоспламенение топлива перед фронтом пламени в карбюраторных двигателях и его отсутствие, например, при горении в атмосферных условиях, очевидно, обусловлены более высокой температурой в результате сжатия газа, а также подвода тепла от остаточных газов и стенок цилиндра. В этом случае уже нельзя пренебрегать величиной $\exp(-E/RT_n)$, где T_n — температура рабочей смеси в конце такта сжатия. Возможность самовоспламенения перед фронтом пламени возрастает по мере продвижения фронта в камере сгорания, так как объем камеры в период сгорания почти не меняется и, следовательно, давление растет. Волны давления распространяются со скоростью звука, т. е. гораздо быстрее, чем распространяется пламя. Поэтому горючая смесь дополнительно сжимается задолго (несколько микросекунд) до подхода фронта пламени. Этого не проис-

ходит в камерах сгорания газовых турбин¹ вследствие меньших давлений и температур сжатия в компрессоре, отсутствия дальнейшего повышения давления в камере сгорания, а также образования горючей смеси из топлива и воздуха непосредственно перед зоной горения. Тем не менее сравнительный анализ процессов самовоспламенения смеси и распространения пламени полезен при изучении процессов, рассматриваемых в настоящей книге.

Ранее при рассмотрении процессов распространения и стабилизации пламени в результате предположения, что скорость реакции зависит от числа соударений молекул топлива и кислорода, энергия которых превышает определенную предельную величину, оказалось возможным качественное и в известной мере количественное объяснение экспериментальных данных. Хотя в действительности механизм реакций далеко не такой простой, условная схема, очевидно, достаточно хорошо отражает основные особенности процесса горения. Однако это не относится к процессу самовоспламенения. Причина, по-видимому, заключается в том, что при распространении пламени реакции протекают при температуре, близкой к температуре продуктов сгорания. При таких высоких температурах не могут существовать сложные молекулы и число возможных механизмов реакции невелико. С другой стороны, протекание процесса самовоспламенения определяется реакциями, происходящими при низких температурах, до разрушения больших молекул углеводородов. Возможно также другое объяснение на основе теории активных радикалов. Для того, чтобы произошло самовоспламенение, в самой смеси должны образоваться активные центры, ускоряющие реакцию. В некоторых веществах они образуются легче, чем в других. С другой стороны, для объемов смеси, поступающих в зону реакции, источником радикалов являются объемы ранее прореагировавшей смеси.

Необходимость устранения «стука» при работе карбюраторных двигателей вызвала большое количество исследований этого явления. Хотя эти исследования и не дали исчерпывающего объяснения механизма процесса, однако в результате было получено много полезных экспериментальных данных. Подробное изложение этого вопроса имеется в книге Йоста (Jost, 1946), здесь же будут рассмотрены лишь некоторые из установленных закономерностей.

¹ За исключением, может быть, форсажных камер.

родо-воздушных смесях. Аналогичные данные были получены Лисоном (Leason, 1953). Эджертон и Поулинг (Egerton and Powling, 1948) показали, что добавка антидетонатора не влияет также на пределы воспламенения. Имеется и другое различие между этими двумя процессами. Состав смеси сильно влияет на нормальную скорость распространения пламени и лишь в такой незначительной степени на самовоспламенение, что неясен характер этого влияния. Все эти данные подтверждают гипотезу о том, что процесс самовоспламенения определяется низкотемпературными реакциями, а процесс распространения пламени — высокотемпературными.

Промежуточные условия имели место в опытах Маллинса (Mullins, 1953) по определению задержки воспламенения различных топлив в потоке продуктов сгорания. Температура газа изменялась от 750 до 1050° С и, таким образом, была значительно выше, чем в приборах других исследователей. Воспламеняемость топлива характеризовалась временем между моментами впрыска и воспламенения топлива. Хотя результаты опытов подтвердили многие из указанных выше закономерностей, а именно малое влияние состава смеси, сильное влияние структуры молекул топлива и влияние присадок, однако эти закономерности оказались не резко выраженными. По-видимому, в этом интервале температур механизм процесса приближается к механизму, характерному для стационарных пламен. Маллинс исследовал также влияние абсолютного давления на задержку воспламенения и нашел, что это влияние согласуется с предположением о том, что реакция бимолекулярна.

Ллойд (Lloyd, 1953) на основании результатов работы Маллинса пришел к выводу, что большинство явлений, связанных с горением в газовой турбине, определяется процессами самовоспламенения. В частности, зависимость между степенью форсирования камеры сгорания и полной сгорания определяется отношением времени пребывания к задержке воспламенения при условиях в камере. Детально этот вопрос еще не исследован.

3. ДИФФУЗИОННОЕ ГОРЕНИЕ

Ранее уже указывалось, что сжигание гомогенной смеси воздуха с топливом в технике, как правило, не осуществляется. Это в известной мере объясняется тем, что такие смеси могут гореть лишь в узком диапазоне изменения

состава. Однако, как будет видно из дальнейшего, явления погасания пламени, наблюдающиеся в гомогенных смесях, когда скорости тепло- и массообмена не соответствуют скорости реакций, имеют место также в устройствах с раздельным подводом топлива и воздуха. Наблюдалось также погасание пламени при очень малой скорости массообмена. Это явление особенно ясно выражено при горении твердых топлив, когда радиационные тепловые потери велики. Поэтому прежде всего рассмотрим горение именно твердого топлива.

Горение на твердой поверхности

Как показано в главе 4 (стр. 127), скорость сгорания твердого топлива можно вычислить, если известен состав газа на его поверхности. Расчет особенно упрощается, если предположить, что температура топлива настолько высока, что на поверхности топлива концентрации O_2 , CO_2 и H_2O равны нулю. Выясним, в какой мере оправдано это предположение, и покажем, что если горение вообще происходит, то во всяком случае в отношении концентрации O_2 такое предположение вполне справедливо. Покажем также наличие определенных пределов устойчивого горения. Сначала рассмотрим процесс горения поверхности углерода в воздухе при атмосферном давлении, предполагая при этом, что единственным продуктом сгорания является окись углерода, что реакции в газообразной фазе не идут, а также, что можно пренебречь радиационными тепловыми потерями и отводом тепла внутрь тела, обусловленным теплопроводностью. Поскольку подробное рассмотрение такого процесса уже было опубликовано Спалдингом (Spalding, 1953, c), ограничимся здесь лишь качественным анализом¹.

Тепловой и материальный баланс. Прежде всего отметим, что вследствие указанной в главах 3 и 4 аналогии между процессами тепло- и массообмена в газообразной смеси должна существовать связь между температурой и концентрацией кислорода на поверхности топлива. Соответствующая зависимость представлена на рис. 5-30 линией «теплового баланса», причем предполагается, что теплообмен обусловлен только конвекцией. Если концентрации кислорода на поверхности и в атмо-

¹ Ранее аналогичный анализ был выполнен Смитом (Smith, 1947).

сфере равны, то равны и температуры, так как в этом случае не происходит ни массообмена, ни горения. Если $m_{O_2} < m_{O_2g}$, а скорости массообмена и реакции конечны, то на поверхности топлива выделяется тепло и ее температура возрастает пропорционально уменьшению концентрации кислорода. Связь, выражаемая линией теплового баланса, не зависит от условий массообмена, например от толщины пограничного слоя или скорости дутья, так как скорости тепло- и массообмена при этом изменяются в одинаковой пропорции.

Далее отметим, что при установившемся режиме весь кислород, который поступает к поверхности топлива, должен прореагировать. Скорость реакции определяется количеством молекул кислорода, ударяющихся о поверхность углерода в единицу времени, умноженным на $\exp(-E/RT)$, причем энергия активации имеет такое значение, что при умеренных температурах экспоненциальный множитель пренебрежимо мал, но быстро увеличивается с ростом температуры. Отсюда может быть получена вторая связь между m_{O_2} и T_s . Данной величине концентрации кислорода m_{O_2} и скорости дутья соответствует определенная скорость массообмена. При данной величине m_{O_2} скорость массообмена может соответствовать скорости химической реакции лишь при вполне определенной температуре поверхности. На рис. 5-30 проведены кривые „материального баланса“, отвечающие зависимости m_{O_2} от T_s при различных скоростях потока воздуха. Синусоидальная форма кривых легко объяснима. Если $m_{O_2} = m_{O_2g}$, то массообмен отсутствует и температуру поверхности можно принять равной нулю. Незначительное уменьшение величины m_{O_2} может быть обусловлено лишь значительным повышением температуры поверхности, и поэтому вблизи точки m_{O_2g} кривые круто поднимаются вверх. Кривые также поднимаются круто вверх при значениях m_{O_2} , близких к нулю. В этом случае концентрация кислорода на поверхности очень мала и скорость реакции будет соответствовать скорости массообмена лишь при значительном повышении температуры и соответственно доли эффективных соударений молекул кислорода с поверхностью углерода. Большим скоростям массообмена соответствуют большие температуры, поэтому по мере увеличения скорости потока кривые материального баланса сдвигаются вверх.

При установившемся процессе горения должны одновременно выполняться условия теплового и материального балансов. Как видно на рис. 5-30, кривые теплового и материального баланса в общем случае пересекаются в трех точках, поэтому указанным условиям соответствуют три пары значений (T_s, m_{O_2}) . Однако средняя точка соответствует состоянию неустойчивого равновесия, так как если в этом состоянии произойдет кратковременное уменьшение величины m_{O_2} , то по условию теплового баланса темпера-

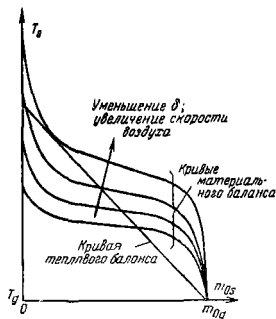


Рис. 5-30. Кривые теплового и материального баланса.

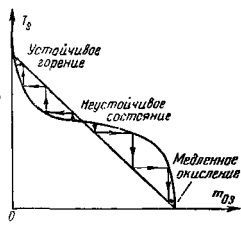


Рис. 5-31. Три точки равновесия.

тура возрастает, скорость реакции увеличивается и величина m_{O_2} будет продолжать уменьшаться. Этот нестационарный процесс, изображенный в виде „ступеней“ на рис. 5-31, заканчивается лишь при достижении верхней точки равновесия. Аналогичным образом, если в состоянии неустойчивого равновесия величина m_{O_2} несколько увеличится, то это приведет к понижению температуры, так как нарушится материальный баланс. Начинаяющийся нестационарный процесс заканчивается лишь при достижении нижней точки равновесия.

Нижняя точка равновесия почти сливается с точкой (m_{O_2}, T_g) , так как при низких температурах множитель $\exp(-E/RT)$ очень мал. Эта точка определяет состояние

холодного топлива в холодной атмосфере. Хотя в этом случае и происходит медленное окисление, этим процессом обычно пренебрегают. Верхняя точка устойчивого равновесия соответствует установившемуся процессу горения, который собственно и представляет практический интерес.

Срыв пламени и воспламенение на поверхности углерода. Предположим, что углерод устойчиво горит в потоке воздуха, скорость которого постепенно возрастает. Как видно на рис. 5-30, при малых скоростях потока условия горения характеризуются низкими температурами и высокими концентрациями кислорода. Однако по мере роста скорости потока условия устойчивого горения обеспечиваются только до тех пор, пока верхняя точка пересечения не превратится в точку касания. При дальнейшем увеличении скорости происходит срыв пламени и равновесие реализуется лишь при низкой температуре.

Таким образом, в данном случае срыв пламени происходит вследствие чрезмерно большой скорости потока. Срыв пламени другого типа, встречающийся гораздо чаще и обусловленный чрезмерным уменьшением скорости движения газа, связан с влиянием радиации, которое будет рассмотрено ниже.

Как показал Сполдинг (Spalding, 1953, с), условием срыва пламени является

$$T_s = \frac{E}{2R} \left[\sqrt{1 + \frac{4RT_b}{E}} - 1 \right], \quad (5-61)$$

где

$$T_b = \frac{12}{16} \frac{H}{c} m_{O_2} + T_g \quad (T_b = T_s \text{ при } m_{O_2} = 0).$$

Интересно отметить, что при разложении в ряд корня в уравнении (5-61) получается выражение, аналогичное уравнению (5-51) для гомогенной реакции.

Величина E для реакции окисления углерода, по-видимому, имеет порядок 30 000 кал/моль, $R \approx 2$ кал/моль \cdot °К, и если окись углерода является единственным продуктом реакции, то $T_b \approx 1720^\circ\text{К}$. Отсюда получаем:

$$T_g = 1560^\circ\text{К}.$$

Следовательно, минимально возможная температура горящей поверхности весьма высока и соответственно максимальная концентрация кислорода на поверхности очень мала. Поэтому в тех случаях, когда горение вообще имеет

место, величина m_{O_2} должна быть близка к нулю. Следовательно, допущение $m_{O_2} = 0$, принимаемое при расчете скорости горения углерода на основе теории массообмена не может привести к существенным ошибкам.

Таким образом, существует верхний предел скорости поверхностного горения углерода, причем дальнейшее увеличение скорости реакции путем интенсификации массообмена невозможно, так как при этом происходит срыв пламени. Аналогичное явление уже отмечалось в разделе, посвященном горению гомогенных смесей.

В связи с этим можно ожидать срыва пламени такого типа при уменьшении диаметра горящих частиц твердого топлива. Величину минимального диаметра можно определить по уравнению (3-46), если константы реакции известны. Вместе с тем опыт показывает, что в топках могут полностью сгореть даже самые мелкие частицы. Используем приведенную теорию для объяснения этого явления. Количество избыточного воздуха в топках обычно очень мало. Поэтому по мере выгорания углерода повышается температура окружающего газа и соответственно уменьшается концентрация кислорода m_{O_2} , так что горизонталь T_g на рис. 5-30, соответствующая температуре окружающей среды, проходит выше и пересечение ее с той же линией теплового баланса определяет меньший интервал изменения m_{O_2} .

Скорости массообмена и реакции зависят от концентрации кислорода приблизительно линейно, поэтому изменение условий в окружающей среде приводит к уменьшению абсцисс точек кривых материального баланса, пропорциональному уменьшению m_{O_2} . На рис. 5-32 приведено семейство подобных кривых при уменьшенном сравнительно первоначальным значением m_{O_2} .

Необходимо отметить существенную особенность кривых на рис. 5-32 сравнительно с рис. 5-30. На рис. 5-32 линии теплового и материального балансов пересекаются лишь в одной точке, которая соответствует устойчивому горению. Это объясняется тем, что при высокой температуре газа скорость реакции велика. В данном случае увеличение скорости движения газа уже не может привести к срыву пламени: происходит лишь постепенное уменьшение T_s . В пылеугольных топках при уменьшении размера частиц уменьшается также m_{O_2} , поэтому температура T_s в реальных условиях может и не понижаться.

Частицы твердого топлива воспламеняются в атмосфере продуктов сгорания ранее сгоревших частиц, так как в толке невозможны условия, соответствующие процессу медленного окисления, и равновесное состояние реализуется лишь при достижении температуры устойчивого горения. Конечно, для этого необходимо, чтобы продукты сгорания имели достаточно высокую температуру.

Влияние радиации. На рис. 5-30 проведена лишь одна линия теплового баланса, так как при отсутствии



Рис. 5-32. Влияние ограниченного количества избыточного воздуха.

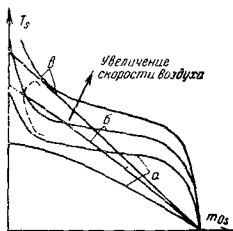


Рис. 5-33. Влияние радиационных тепловых потерь.

радиации и тепловых потерь, обусловленных теплопроводностью топлива, тепло- и массообмен одинаково определяются процессом конвекции. При наличии радиационных и кондуктивных тепловых потерь вместо одной линии теплового баланса появляется семейство линий (рис. 5-33), которые располагаются несколько ниже, чем линия на рис. 5-30, так как вследствие этих потерь температура поверхности понижается. Нижняя кривая соответствует малой скорости потока, когда радиационные тепловые потери превышают конвективные.

При анализе процесса на рис. 5-33 необходимо рассматривать пересечения кривых теплового и материального баланса, построенных для одной и той же скорости потока. Соответствующие пары кривых могут быть выбраны, если известны условия, при которых происходит лучистый теплообмен, т. е. излучательная способность, пространственный угол, под которым видна холодная поверхность, и т. д.

Как видно на рис. 5-33, каждая пара кривых может иметь также три точки пересечения. Однако точка пересечения при высокой температуре может отсутствовать, во-первых, потому, что кривая материального баланса, как и при отсутствии радиации, может проходить выше кривой теплового баланса и, во-вторых, в данном случае кривая теплового баланса может проходить ниже кривой материального баланса. На рис. 5-33 эти два случая, соответствующие различным скоростям потока при одной и той же форме поверхности, представлены двумя парами кривых, которые обозначены соответственно *в* и *а*.

Пусть условия устойчивого горения реализуются на кривых *б*. Предположим, далее, что скорость движения воздуха медленно увеличивается. Тогда обе кривые будут сдвигаться вверх, причем кривая материального баланса будет сдвигаться относительно быстрее. Поэтому при некоторой скорости точка пересечения превратится в точку касания, которая соответствует пределу устойчивого горения (кривые *в* на рис. 5-33). При дальнейшем увеличении скорости воздуха горение на поверхности невозможно. Тип срыва пламени в этом случае тот же, что и при отсутствии радиации, однако кривая теплового баланса проходит ниже, и поэтому срыв пламени происходит гораздо раньше.

Наоборот, при уменьшении скорости движения воздуха сравнительно с условиями, соответствующими кривым *б*, пары характеристических кривых располагаются ниже и, естественно, пересекаются при более низкой температуре. Однако радиационные тепловые потери в меньшей мере зависят от температуры, чем скорость реакции. Поэтому кривая теплового баланса опускается относительно быстрее. В результате при уменьшении скорости достигаются условия, характеризуемые кривыми *а*, когда устойчивое горение невозможно. Погасание пламени такого типа часто наблюдается в домовых печах в результате недостаточной тяги.

На рис. 5-33 геометрическое место точек устойчивого горения показано пунктиром. Максимум этой кривой соответствует срыву пламени вследствие чрезмерно сильного дутья, минимум — срыву пламени при слишком слабом дутье. Взаимное расположение кривых тепло- и массообмена зависит от величины критерия, который является функцией реакционной способности углерода и условий теплообмена его поверхности с холодной окружающей средой. Если для данных условий сжигания топлива этот критерий мал (мала реакционная способность, большие теплопоглощающие по-

верхности), то кривые материального баланса проходят значительно выше соответствующих кривых теплового баланса. Подобные условия, по-видимому, имеют место во многих устройствах для сжигания частиц угля, взвешенных в потоке воздуха и окруженных холодными поверхностями. В этом случае независимо от скорости потока устойчивое горение невозможно. Горение становится возможным в слое частиц угля, когда радиационные тепловые потери составляют достаточно малую долю всего тепла, выделяющегося при горении. Таким образом, радиация сильно влияет на пределы устойчивого горения твердого топлива. В связи с этим камеры сгорания конструируют с таким расчетом, чтобы температура окружающих поверхностей была достаточно высокой и тепло излучалось обратно частицам топлива.

Радиация от стенок камеры и других частиц топлива оказывает также значительное влияние на процесс поджигания вводимого топлива. В результате этого влияния вся кривая теплового баланса на диаграмме $T_s - m_{0s}$ сдвигается вверх (рис. 5-34). При достаточно большом сдвиге кривой получается лишь одна точка пересечения, соответствующая процессу устойчивого горения. Поэтому температура частиц вводимого топлива растет до достижения этого равновесного состояния.

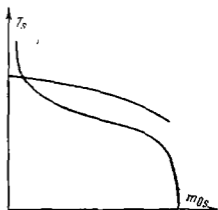


Рис. 5-34. Влияние радиации из окружающей среды.

Все эти выводы получены в предположении, что единственным продуктом сгорания является окись углерода. В действительности же при умеренных температурах поверхности основным продуктом сгорания является углекислота. Необходимо отметить, что при образовании CO_2 выделяется гораздо больше тепла, и пределы устойчивого горения расширяются. Тем не менее можно показать, что и в этом случае будут иметь место аналогичные закономерности. Недостаточность данных о константах химических реакций не позволяет произвести количественную оценку влияния увеличенного тепловыделения.

Влияние давления и размера частиц угля на пределы устойчивого горения. Срыв пламени при увеличении скорости потока происхо-

дит тогда, когда скорость реакции выгорания углерода составляет определенную долю от скорости массообмена при $m_{O_2} = 0$. Если скорость реакции определяется количеством молекул кислорода, ударяющихся о поверхность, то она пропорциональна абсолютному давлению p и не зависит от размера d . В соответствии с теорией, изложенной в главах 3 и 4, скорость массообмена пропорциональна $(pVd)^{1/a}$, где V — скорость потока и a — некоторая положительная величина, меньшая единицы (для турбулентного течения $a=0,8$). Следовательно, скорость V_B , при которой происходит срыв пламени, связана с p и d соотношением

$$V_B \sim (pd)^{\frac{1-a}{a}}. \quad (5-62)$$

Таким образом, для частиц малого размера, для которых скорость массообмена, отнесенная к единице поверхности, обратно пропорциональна диаметру d и не зависит от давления, минимальный размер устойчиво горящих частиц обратно пропорционален абсолютному давлению.

Радиационные тепловые потери не оказывают существенного влияния на условия высокоскоростного срыва пламени. Однако при срыве пламени, происходящем в результате уменьшения скорости потока, эти тепловые потери играют решающую роль. Установить соответствующие количественные соотношения в этом случае затруднительно. Однако ясно, что поскольку радиационные тепловые потери не зависят от давления и при срыве пламени должны составлять определенную долю количества выделяющегося тепла, то, увеличивая давление и уменьшая размер частиц, можно добиться устойчивого горения и при малых скоростях потока.

Экспериментальные данные. До настоящего времени еще не проведены исчерпывающие исследования взаимодействия физических и химических процессов, происходящих при горении углерода. В связи с этим можно провести лишь качественное сопоставление теоретических выводов и экспериментальных данных. Можно считать полностью доказанным, что для обеспечения устойчивого горения необходимо уменьшать радиационные тепловые потери. Но возможность срыва в результате чрезмерно интенсивного массообмена экспериментально не подтверждена, по видимому, в связи с тем, что это явление не имеет практического значения.

Полное исследование этого вопроса желательно. Однако результаты такого исследования, полученные в лабораторных условиях, нельзя непосредственно использовать на практике. Примером, характеризующим сложность явлений, может служить обнаруженная Омори и Орнингем (Omori and Orning, 1949) зависимость реакционной способности кокса после выделения летучих от скорости нагрева частиц угля.

Особенности горения металлов. В главе 4 уже рассматривался вопрос о массообмене на горячей поверхности металла. Интересно также выяснять, как в данном

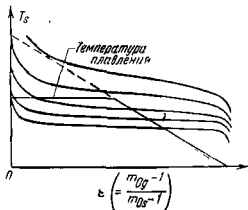


Рис. 5-35. Кривые теплового и материального баланса при адиабатическом горении металла.

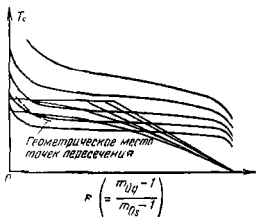


Рис. 5-36. Кривые теплового и материального баланса при горении металла с радиационными тепловыми потерями.

случае скорость химической реакции влияет на процесс горения. На рис. 5-35 показана зависимость температуры T_s от концентрации кислорода на поверхности. Здесь вместо величины m_{O_s} удобнее использовать величину $\epsilon (= 1 + B)$ [см. уравнение (4-50)]. Для реакции между кислородом и чистым железом с большой точностью справедливы соотношения: при $m_{O_s} = m_{O_g}$ $\epsilon = 1$; при $m_{O_s} = 0$ $\epsilon = 0$. В координатах T_s, ϵ линия теплового баланса при отсутствии радиации также прямая.

Как видно на рис. 5-35, линия теплового баланса имеет в данном случае одну особенность: в интервале от 0 до некоторого критического значения ϵ она практически горизонтальна. Температуры выше этой горизонтали превышают температуру плавления металла. Постоянство температуры обусловлено интенсивным отводом тепла в металл, плавящийся под горячей поверхностью.

На рис. 5-36 изображены аналогичные зависимости для случая, когда радиационные тепловые потери велики. Все линии теплового баланса имеют излом в точках, где температура равна температуре плавления. Кроме того, при сравнении с горением углерода (рис. 5-33) можно видеть, что в данном случае геометрическое место точек устойчивого горения (линия равновесия) короче. При понижении температуры плавления, например, в результате малых присадок элемента, образующего сплав с металлом, может оказаться, что температура плавления станет ниже точки минимума линии равновесия. Для такого сплава при заданном уровне радиации в окружающую среду устойчивое горение невозможно. Конечно, если для того же сплава уменьшить тепловые потери, в том числе и потери вследствие теплопроводности, то горение может стать вполне устойчивым.

Срыв пламени при диффузионном горении

Срыв пламени при диффузионном горении струй газообразного топлива и окислителя может происходить или вследствие того, что скорость перемешивания чрезмерно велика по сравнению со скоростью химической реакции, или потому, что эта скорость слишком мала и в результате радиацией понижается температура. Сравнительно с твердыми телами газы излучают относительно мало тепла, и поэтому экспериментально не удается осуществить срыв пламени последнего типа, в то время как срыв пламени первого типа хорошо известен.

Впервые явление срыва диффузионного пламени было теоретически предсказано Зельдовичем (1949) и позднее независимо от него Сполдингем (Spalding, 1951, с, 1954, с), который на основании аналогичных теоретических выводов обработал экспериментальные данные по горению пленки жидкого топлива на шарах. Ниже приведено краткое изложение теории срыва пламени и ее приложений.

Теория срыва пламени. В разделах, посвященных вопросам массообмена с химической реакцией, уже указывалось, что на основании только физических соображений нельзя установить закономерностей протекания реакции в пламени. Однако если ширину зоны реакции считать бесконечно тонкой, то, используя теорию массообмена, можно найти расположение этой зоны, а также распределение температуры и концентрации вблизи нее. Изменение температуры и концентрации по нормали к бесконечно тонкой зоне реакции показано на рис. 5-37. Как и ранее, предполагается,

что вне этой зоны не происходит предпламенных реакций между топливом или кислородом и продуктами сгорания.

Идеализованная схема, представленная на рис. 5-37, конечно, не отражает полностью закономерностей реакции в диффузионном пламени. Действительно, если в зоне реакции концентрации топлива и кислорода равны нулю, то молекулы реагентов не соударяются и химическая реакция не может идти. Однако величины градиентов концентраций конечны, и следовательно, топливо и кислород диффундируют в зону реакции с конечной скоростью.

Если в какой-либо момент времени возникнет распределение температур и концентраций, изображенное на

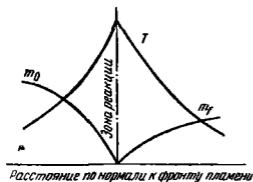


Рис. 5-37. Идеализованная схема профилей температур и концентраций при диффузионном горении.

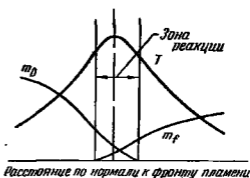


Рис. 5-38. Действительные профили температуры и концентрации в диффузионном пламени.

рис. 5-37, то в результате поступления свежих реагентов это распределение станет таким, как показано на рис. 5-38. В этом случае концентрации топлива и кислорода конечны, и если температура высока, то может идти реакция. При стационарных условиях распределение концентраций таково, что в каждом элементарном объеме реагирует именно то количество топлива и кислорода, которое поступает в этот объем вследствие диффузии.

Рассмотрим точку, в которой концентрация кислорода изменилась таким образом от m_o^* до установившегося значения m_o (индексом * отмечены значения, соответствующие ширине зоны реакции равной нулю). Так как общие условия перемешивания не изменились, местное значение сохраняемого свойства $m_f - m_o/r$ остается неизменным. Поэтому новое значение m_f можно представить в функции m_o , m_o^* и m_f^* . Как видно на рис. 5-37, если ве-

длина m_0^* конечна, то m_f^* равно нулю, и наоборот. Аналогичным образом не изменяется также и свойство $m_0 H / r + cT$, и поэтому новое значение температуры можно представить в функции m_0 , m_0^* и T^* . При увеличении m_0 величина m_f также увеличивается, а T уменьшается. Зона химической реакции в этом случае располагается между плоскостью, соответствующей $m_0 = 0$ со стороны топлива, и плоскостью $m_f = 0$ со стороны кислорода. Профиль температуры вместо острого пика имеет теперь скругленную вершину.

Понижение температуры при увеличении ширины зоны имеет большое значение вследствие уже отмеченной ранее существенной зависимости скорости реакции от температуры. Предположим теперь, что в связи с изменением условий перемешивания, например в результате изменения относительной скорости движения топлива и кислорода, увеличиваются градиенты концентрации. В этом случае в зону реакции будут диффундировать большие количества топлива и кислорода, которые должны прореагировать. Это может произойти лишь вследствие увеличения ширины зоны реакции, что будет сопровождаться понижением максимальной температуры. Можно показать, что уменьшение скорости сгорания при снижении температуры до некоторого уровня уже не будет компенсироваться увеличением этой скорости вследствие расширения зоны реакции. В этот момент скорость реакции в зоне максимальна. Дальнейшая интенсификация процесса перемешивания приводит к срыву пламени.

Предельная скорость сгорания и скорость распространения пламени. Максимально возможную скорость сгорания, выраженную в граммах топлива, сгорающего на единице поверхности пламени в единицу времени, назовем предельной скоростью сгорания¹ и обозначим m_m'' . Наличие такого предела скорости сгорания связано с тем, что при дальнейшем увеличении подачи топлива в зону реакции происходит срыв пламени. Зельдович и Сполдинг (см. выше) показали, что предельная скорость сгорания по порядку величины равна скорости сгорания топлива в ламнарном пламени, распространяющемся в сте-

¹ Автор применяет термин «напряженность пламени». (Ред.)

хиометрической смеси топлива с газообразным окислителем. Таким образом, предельная скорость сгорания равна:

$$m_m'' \approx m_{fu} \rho S_u \text{ г топлива/см}^2 \cdot \text{сек}, \quad (5-63)$$

где ρS_u — массовое количество смеси, сгорающее на 1 см² поверхности пламени гомогенной смеси в 1 сек;
 m_{fu} — исходная концентрация топлива в стехиометрической смеси.

Оба указанных автора принимали закон скорости реакции в форме Аррениуса, однако аналогичный результат, по-видимому, можно получить также, исходя из теории Тэнфорда и Пиза (Tanford and Pease, 1947).

Совместное решение уравнений (5-63) и (5-16) дает

$$m_m'' \approx m_{fu} p^{n/2} \sqrt{\lambda Z_1 c}. \quad (5-64)$$

Отсюда следует, что при наиболее вероятном значении $n=2$ предельная скорость сгорания прямо пропорциональна давлению. Мелкомасштабная турбулентность увеличивает теплопроводность и тем самым предельную скорость. Однако в большинстве случаев мелкомасштабная турбулентность одновременно увеличивает скорость, с которой топливо поступает в пламя¹. Поэтому и в этом случае можно ожидать, что турбулентность, как обычно, будет отрицательно влиять на устойчивость горения. Крупномасштабная турбулентность может влиять еще сильнее. В этом случае фронт пламени разрывается и отдельные моли горящего газа могут оказаться окруженными холодным воздухом, причем некоторые из них могут погаснуть. В результате уменьшается полнота сгорания или происходит срыв всего пламени.

Для стехиометрических смесей углеводородов с воздухом при атмосферном давлении и комнатной температуре $m_{fu} \approx 1/16$ и $\rho S_u \approx 0,050$ г/см²·сек. Поэтому для диффузионных пламен смесей углеводородов с воздухом предельная скорость сгорания приблизительно равна 0,003 г топлива/см²·сек. Действительные значения m_m'' , по-видимому, несколько меньше, так как температура диффузионных пламен немного ниже, чем температура ламинарного пламени в гомогенной стехиометрической смеси.

Экспериментальные данные. Опыты по определению пределов устойчивого горения поверхности шаро-

¹ Автор применяет термин „нагрузка пламени“. (Р е д.)

образной модели капли жидкого топлива, находящейся в потоке воздуха, показали переход от пламен типов *a* или *b* к пламенам *v* или *z* по рис. 4-16. Согласно теории массообмена для ламинарного течения скорость сгорания m_r'' г топлива/см²·сек в центре лобовой поверхности определяется из соотношения

$$\frac{m_r'' d}{\mu} \sim \left(\frac{\rho V d}{\mu} \right)^{1/2}, \quad (5-65)$$

где d — диаметр шара;
 V — скорость потока воздуха;
 μ — вязкость воздуха;
 ρ — плотность воздуха.

Поэтому для момента срыва пламени, когда $m_r'' = m''$,

$$\sqrt{\frac{\rho V \mu}{d}} \sim m'' \quad (5-66)$$

— величина постоянная для данного топлива и при данном давлении. Отсюда следует, что скорость потока воздуха, при которой происходит срыв пламени, должна быть пропорциональна диаметру шара.

Этот вывод был экспериментально подтвержден Сполдингом (Spalding, 1951, с, 1953, а). Численное значение отношения V/d при срыве было получено равным приблизительно 100 сек⁻¹, что по порядку величины также согласуется с результатами теоретического расчета. Результаты опытов Горбандта (Gohrbandt, 1951) по определению пределов устойчивого горения шаров камфары подтверждают, что $V/d \approx 100$ сек⁻¹. Естественно, предельное значение отношения V/d зависит от свойств топлива и величины параметра переноса и увеличивается при возрастании B . Зависимость скорости срыва от начальной температуры воздуха, полученная в опытах, показала, что в этом случае энергия активации составляет около 40 000 кал/моль.

Срыв пламени при тореции мелких капель. Скорость горения мелких капель, отнесенная к единице поверхности, обратно пропорциональна диаметру капель (см. стр. 83 и 171). Поэтому, если диаметр капли мал, эта скорость становится очень большой. Пропорционально возрастает и расход топлива в зоне реакции, хотя, конечно, поверхность зоны реакции во много раз больше, чем поверхность жидкости. В связи с этим при сгорании капли наступает момент, когда скорость подвода топлива в зону реак-

ции становится равной предельной скорости сгорания, после чего происходит срыв пламени. По расчетам Сполдинга (Spalding, 1951, с), минимальный диаметр капле, при котором возможно устойчивое горение обычных жидких углеводородов при атмосферных условиях, имеет порядок величины от 10^{-1} до 10^{-3} см. Этот результат требует экспериментальной проверки.

Результаты расчета относятся лишь к случаю горения изолированных капле в большом количестве избыточного воздуха. Если количество избыточного воздуха сравнительно невелико, то по мере выгорания капле параметр переноса непрерывно уменьшается, и в связи с этим скорость подвода топлива возрастает не в такой степени, как предполагалось в расчете. Это обусловлено тем, что суммарная скорость массообмена увеличивается медленнее и, кроме того, по мере увеличения содержания продуктов сгорания в атмосфере увеличивается отношение диаметра зоны реакции к диаметру капли. Аналогичные явления, как указывалось ранее, имеют место при сгорании частиц твердого топлива.

Приведенный выше результат расчетов получен в предположении отсутствия обтекания капли воздухом. В действительности же турбулентность вызывает относительное движение воздуха и капли и в связи с этим срыв пламени происходит раньше. В камерах сгорания газовых турбин интенсивность турбулентности исключительно велика и поэтому капли распыленного топлива, по-видимому, многократно загораются и гаснут. Для того, чтобы погасшие капли могли снова воспламениться от горячих продуктов сгорания, средний состав смеси в жаровой трубе не должен быть слишком бедным.

Стабилизация пламени в циркуляционной зоне с неполным предварительным смешением

Рассмотренные выше диффузионные пламена характеризуются тем, что топливо и кислород подводятся к зоне реакции с разных сторон. Примером такого пламени является пламя, образующееся вокруг жидкой капли, находящейся во взвешенном состоянии. Почти полностью выполняется указанное условие для внешнего конуса пламени бунзеновской горелки. Однако у среза горелки это условие не выполняется, так как пламя не может касаться сравнительно холодного металла, и поэтому топливо и кислород могут перемешиваться до поступления в зону реакции. Эта область, имеющая большое значение для стабилизации пла-

мени, в данном случае сравнительно невелика. Однако во многих высокоскоростных камерах сгорания эта область является основной. Пламена, образующиеся при подаче топлива и окислителя в виде отдельных струй, никогда не бывают чисто диффузионными. Такие пламена можно назвать «частично перемешанными». Теория, изложенная в главе 4, может быть использована для таких пламен лишь с известными ограничениями.

Возможен также другой тип неполного смешения, когда частицы твердого или жидкого топлива находятся в газе во взвешенном состоянии. Известно, что пламена могут распространяться в облаках пыли или масляных туманах с равномерным распределением твердой или жидкой фазы, представляющих согласно терминологии Бёрледжа и Брёзе (Boerlage and Broeze, 1936) хорошую макросмесь, но плохую микросмесь. Прежде всего рассмотрим пламена последнего типа.

Пламена в монодисперсных аэрозолях. Количество работ, посвященных исследованию процесса распространения пламени в аэрозолях, весьма ограничено, отсутствует и соответствующая количественная теория процесса. Опубликованы только результаты предварительных опытов Бургойна (Burgoyne, 1954) по определению пределов воспламеняемости туманов. Очевидно, что в тумане, где топливо распределено в виде капель, ламинарное пламя будет распространяться с меньшей скоростью, чем в гомогенной смеси, имеющей такой же средний состав. Эта скорость должна быть тем меньше, чем больше размеры капель. Однако для очень бедных смесей, когда пламя может распространяться в пограничных слоях отдельных капель, возможна обратная зависимость, но такой механизм распространения пламени едва ли может осуществляться в камерах сгорания. Поэтому в реальных условиях линии пределов устойчивого горения топливных туманов, по-видимому, проходят так, как изображено на рис. 5-39. Это предположение подтверждается результатами одной из работ Ансона (Anson, 1953).

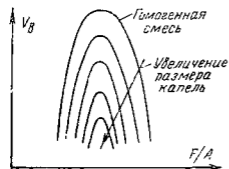


Рис. 5-39. Вероятное влияние размера капель на характеристики срыва пламени в потоке топливного тумана.

Если твердое топливо распылено в кислороде или воздухе, то радиационный теплообмен имеет по меньшей мере такое же значение, что и теплообмен вследствие теплопроводности. Кассель, Дас Гупта и Гурусвами (Cassel, Das Gupta and Guruswamy, 1949) переработали тепловую теорию

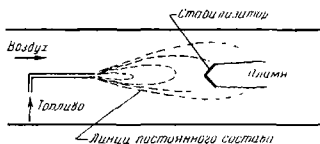


Рис. 5-40. Линии постоянного состава смеси при подаче топлива перед стабилизатором.

рию Малляра и ле Шателье (Mallard and Le Chatelier, 1883), учтя радиационные тепловые потери и отбросив устаревшее представление о «температуре воспламенения». Используя метод буизеновской горелки, эти авторы провели опыты по определению скорости распространения пламени в золях порошков декстрина и алюминия. По своим свойствам эти пламена оказались аналогичными пламенам в однородных смесях.

Пламена при «частичном перемешивании». Для выяснения особенностей горения полностью перемешанных (однородных) и «частично перемешанных» смесей при одинаковых условиях течения рассмотрим схему, изображенную на рис. 5-40, где стабилизатор расположен в области смешения струи газообразного топлива с воздухом. Пламя стабилизируется в циркуляционной зоне и распространяется по потоку. Допустим, что пределы устойчивого горения полностью перемешанной топливо-воздушной смеси определяются кривой, отмеченной на рис. 5-41 «однородная смесь». Форма соответствующей кривой при неполном смешении будет существенно отличаться от кривой для однородной смеси.

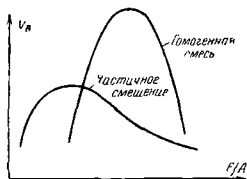


Рис. 5-41. Характеристики срыва пламени при полном и частичном смешении.

Ввиду того, что местный состав смеси близок к стехиометрическому лишь на небольшом участке поверхности пламени, средняя скорость реакции в любой точке, как правило, будет меньше средней скорости реакции в гомогенной смеси. Поэтому максимальная скорость потока, при которой возможно устойчивое пламя в частично перемешанной смеси, будет меньше скорости в гомогенной смеси. Разница будет наименьшей в том случае, когда размер стабилизатора мал по сравнению с размером зоны перемешивания, и вследствие этого смесь около стабилизатора близка к гомогенной.

Другая особенность заключается в том, что максимальным значениям скорости срыва пламени соответствуют различные средние составы смеси. Для полностью перемешанной смеси оптимальным составом обычно является стехиометрический.

Однако при частичном смещении определяющим является состав смеси непосредственно за стабилизатором; средний состав смеси в этом случае может быть, и обычно бывает, гораздо беднее.

Наконец, форма кривой может меняться, потому что состав смеси у стабилизатора зависит не только от среднего состава смеси, но и от конфигурации факела топлива. Топливо можно подавать так, что при увеличении расхода будет увеличиваться только ширина факела топлива без существенного изменения состава смеси у стабилизатора. Схема оптимального с этой точки зрения факела топлива показана на рис. 5-42, а и б, где приведены кривые постоянного состава и кривые распределения топлива по сечению. В этом случае перед стабилизатором имеется широкая область смеси стехиометрического состава. При увеличении расхода топлива увеличивается лишь ширина этой области, что обеспечивает дальнейшее распространение пламени.

Такая оптимальная система подачи топлива еще не создана, но, как видно на рис. 5-41, диапазон устойчивого горения при частичном смещении может быть в несколько раз больше, чем при сжигании гомогенных смесей. Некоторые характеристики технических систем топливоподачи для жидкого и газообразного топлива приведены в работе Лонгвелла и Вейса (Longwell and Weiss, 1953).

Различие в характеристиках устойчивости горения частично перемешанных и гомогенных смесей определяет также некоторые отличия в характеристиках полноты сгорания. Во-первых, общая полнота сгорания при частичном смещении, по-видимому, меньше, так как пламя не может распро-

страняться в переобедненном слое смеси на поверхности факела. Часть топлива, находящаяся в этом слое, может сгореть лишь в том случае, если жаровая труба имеет достаточную длину и если при данном среднем составе смеси возможно устойчивое горение. С другой стороны, удовлетворительная полнота сгорания при частичном смешении обеспечивается в значительно более широком диапазоне среднего состава смеси. Это обусловлено гораздо более широким диапазоном устойчивого горения, что облегчает управ-

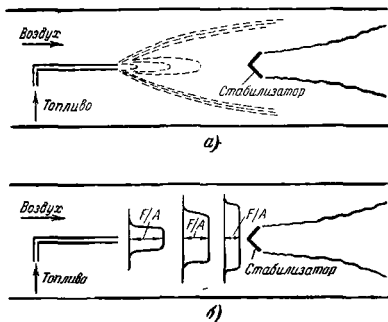


Рис. 5-42.

а — линии постоянного состава; б — распределение топлива идеальной форсунки, обеспечивающей стехиометрический состав смеси у стабилизатора.

ление процессом. В связи с этим такие системы топливоподачи имеют большее распространение, чем системы с предварительным смешением, допускающие сравнительно большее форсирование, но конструктивно более сложные.

Сгорание при частичном смешении и массообмене между фазами. На рис. 4-16, в и г показаны пламена, стабилизированные на плохообтекаемом теле, поверхность которого смочена испаряющимся жидким топливом. В этом случае расход топлива не может быть произвольным, а зависит от скорости потока воздуха. Методика приближенного расчета параметра переноса изложена на стр. 178.

Полного исследования состава смеси в зоне реакции и условий, при которых происходит срыв пламени при горении

такого типа, не было произведено. Однако можно провести приближенный анализ, предполагая, что в следе за телом, куда поступают топливо и воздух, смесь гомогенна. Если поток воздуха, отнесенный к единице поверхности следа, пропорционален давлению и скорости потока V , а поток топлива m'' определяется соотношением

$$m''d \sim \ln(1+B)(pVd)^a, \quad (5-67)$$

где a — некоторая константа, меньшая единицы, то состав смеси $(A/F)^*$ в зоне смещения обратно пропорционален m''/pV и, следовательно,

$$F/A \sim \frac{\ln(1+B)}{(pVd)^{1-a}} \text{ т. е. } \sim \frac{1}{(V/dp)^{1-a}} \frac{\ln(1+B)}{(pd)^{2(1-a)}}. \quad (5-68)$$

Полагая, что интенсивность турбулентности велика и что реакция бимолекулярна (табл. 5-1), можно построить характеристику срыва пламени в виде зависимости V_B/dp от величины F/A , обратной составу смеси. Эта характеристика приведенная на рис. 5-43 и имеющая форму перевернутого U , даст возможность определить условия срыва пламени по составу смеси. Эти условия определяются абсциссами точек пересечения характеристики срыва с линиями постоянных значений параметра $\ln(1+B)/(pd)^{2(1-a)}$ по уравнению (5-68). Теоретически каждому значению этого параметра соответствуют две точки пересечения. Верхняя точка определяет условия срыва пламени, обусловленного увеличением скорости потока, нижняя точка — условия срыва пламени, вызванного уменьшением скорости. Последний случай обычно не наблюдается, так как при малых скоростях потока возможно распространение пламени в пограничных слоях каплей и возникновение диффузионного горения.

На рис. 5-44 показаны характеристики срыва пламени в виде зависимости V_B от pd при различных значениях параметра переноса. Общей касательной для семейства этих кривых является прямая $V_B \sim pd$. Рис. 5-44 показывает, что при таких системах топливоподачи по мере повышения давления в камере или увеличения размера стабилизатора скорость срыва сначала возрастает, а затем падает.

Это уменьшение скорости срыва пламени с увеличением размера стабилизатора было обнаружено Хоттелем и Мэйем

* Отношение массовых потоков воздуха A и топлива F . (Ред.)

(Hottel and May, 1953), а также Вильямсом и Мэддоксом (Williams and Maddocks, 1953) при экспериментах на установке, сходной с описанной выше. В потоке воздуха, несущем взвешенные капли распыленного жидкого топлива, был расположен стержневой стабилизатор. Этот стержень обеспечивал не только образование циркуляционной зоны для стабилизации пламени, но и являлся уловителем капель, ко-

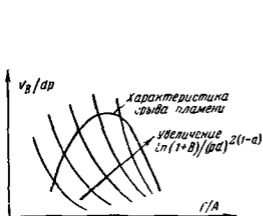


Рис. 5-43. Изменение состава смеси в зоне реакции при испарении топлива со стабилизатора.

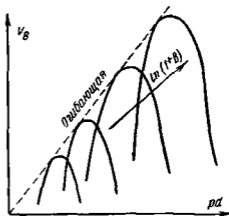


Рис. 5-44. Характеристики срыва пламени в координатах V_B , pd при различных значениях параметра переноса.

торые испарялись на его поверхности. В этом случае вследствие более сложных условий поступления топлива в зону пламени, чем предполагалось в предыдущем анализе, могли возникнуть дополнительные причины срыва пламени. Например, при сильном увеличении расхода топлива пламя могло быть сорвано не потому, что смесь слишком богата, а в результате переохлаждения стабилизатора жидким топливом, уменьшения количества тепла, отводящегося от стабилизатора на испарение топлива, и, следовательно, переобогащения смеси в зоне реакции.

Обозначения к главе 5

- A/F — весовой состав смеси.
- a — коэффициент температуропроводности.
- B — параметр переноса.
- c — удельная теплоемкость при постоянном давлении.
- D — коэффициент молекулярной диффузии.
- d — размер стабилизатора, перпендикулярный направлению движения потока.

- d_c — критический размер объема продуктов сгорания.
 d_g — гасящий размер.
 E — энергия активации.
 g_0 — ускорение силы тяжести.
 H — теплотворная способность.
 K — константа, характеризующая число соударений молекул.
 l — характерный линейный размер.
 M — молекулярный вес.
 m — относительная весовая (массовая) концентрация.
 m'' — масса вещества, реагирующего в единицу времени на единице поверхности.
 m''' — масса вещества, реагирующего в единицу времени в единице объема.
 n — порядок химической реакции (показатель степени давления в выражении для m''').
 p — давление.
 Pe_r, Pe_j — критерии Пекле, отнесенные к скорости распространения пламени и соответственно к скорости струи.
 Q — минимальная энергия воспламенения.
 q''' — тепло, выделяющееся вследствие реакции в единицу времени в единице объема.
 R — универсальная газовая постоянная.
 r — стехиометрическое отношение, $g O_2/g$ топлива.
 S_u — нормальная скорость распространения пламени относительно горючей смеси.
 S_{16} — нормальная скорость распространения пламени относительно горючей смеси, имеющей данное давление и температуру $16^\circ C$.
 S_t — турбулентная скорость распространения пламени относительно горючей смеси.
 s — поверхность гомогенной зоны реакции.
 T — абсолютная температура.
 t — время.
 \bar{u} — средняя скорость молекул.
 u, v, w — компоненты скорости в прямоугольной системе координат.
 V_B — скорость потока при срыве пламени (скорость срыва).
 v — объем гомогенной зоны реакции.

Z — константа горючей смеси, характеризующая скорость реакции.

z'' — суммарная масса соударяющихся молекул, отнесенная к единице поверхности и единице времени, $г/см^2 \cdot сек.$

z''' — суммарная масса соударяющихся молекул, отнесенная к единице времени и единице объема, $г/см^3 \cdot сек.$

δ — ширина фронта пламени.

$\delta_f, \delta_o, \delta_r$ — ширина концентрационных полей топлива и кислорода и температурного поля в воспламеняющемся объеме газа.

μ — коэффициент динамической вязкости.

λ — коэффициент теплопроводности.

ρ — плотность газа.

σ — эффективный диаметр молекулы.

Литература

Agard, Selected Combustion Problems (Fundamentals and Aeronautical Applications), Combustion Colloquium, Cambridge University, December 1953, Butterworths, London, 1954.

Bowden F. P. and Yoffe A. D., The Initiation and Growth of Explosion in Liquids and Solids, Cambridge University Press, London, 1952.

Gaydon A. G. and Wolfhard H. G., Flames, Chapman a. Hall, London, 1953.

Glasstone S., Laidler K. J. and Eyring H., The Theory of Rate Processes, McGraw-Hill, New York and London, 1941.

Third Symposium on Combustion, Williams a. Wilkins, Baltimore, 1949.

Fourth Symposium on Combustion, Williams a. Wilkins, Baltimore, 1953.

Hinshelwood C. N., The Kinetics of Chemical Change, Oxford University Press, London, 1940.

Jean's J., Kinetic Theory of Gases. Cambridge University Press, London, 1940.

Jost W., Explosion and Combustion Processes in Gases, McGraw-Hill, New York and London, 1946.

Lewis B. and von Elbe G., Combustion, Flames and Explosions, Academic Press, New York, 1951.

ТЕХНИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

1. ТРЕБОВАНИЯ, ПРЕДЪЯВЛЯЕМЫЕ К ДВИГАТЕЛЮ

Рассмотрим теперь возможности технического использования основ теории горения, изложенных в предыдущих главах. До настоящего времени эта теория была разработана еще недостаточно, и поэтому, как показывает история, камеры сгорания газовых турбин конструировались путем экспериментального подбора, что обходилось очень дорого. Однако уже в настоящее время конструктор-двигателист может руководствоваться в своей работе определенными принципами и методами анализа, найденными в результате теоретических исследований. Как и следует ожидать, современная теория в значительной мере подтверждает целесообразность конструктивных решений, найденных в результате дорогостоящих испытаний, однако этим роль теории не ограничивается. По-видимому, в ближайшее время результаты научных исследований будут иметь еще большее руководящее значение.

В настоящей главе рассмотрены некоторые наиболее общие принципиальные соображения

К камерам сгорания газовых турбин предъявляются следующие требования: минимальные размеры и минимальный вес, малое гидравлическое сопротивление, равномерные поля температур и скоростей на выходе из камеры и одновременно минимальный расход топлива и максимальная механическая прочность. Эти требования в известной мере противоречивы, и необходимо искать компромиссное решение в зависимости от того, для каких целей предназначен двигатель. Например, авиационный двигатель должен прежде всего иметь минимальные габариты и минимальный вес, в то время как от судовых установок главным образом требуется большой срок службы.

В последующих разделах рассматривается взаимосвязь между особенностями конструкции и показателями работы

камер сгорания, как-то: устойчивость процесса горения, полнота сгорания и теплонапряженность, гидравлическое сопротивление, равномерность полей температуры и диапазон изменения температуры продуктов сгорания, механическая прочность. В большинстве случаев не представляется возможным установить количественные зависимости между отдельными параметрами, однако для конструктора также важно отчетливо представлять, какой показатель и в каком направлении будет изменяться при некотором намечаемом изменении конструкции.

Противоречивость требований, предъявляемых к камерам сгорания

Прежде всего следует констатировать, что, как и в большинстве областей техники, каждое конструктивное решение является компромиссом, так как каждая модификация, которая улучшает один из показателей, может привести к ухудшению какого-либо другого. Рассмотрим примеры, из которых будет видна противоречивость требований, предъявляемых к камерам сгорания.

Если теплонапряженность камеры высока и в связи с этим малы ее объем и вес, то соответственно реагенты поступают в камеру с большой скоростью. Однако в главе 5 было показано, что максимально возможная скорость реакции ограничивается реакционной способностью компонентов, и поэтому при попытке перейти соответствующую границу происходит срыв пламени. Таким образом, требования высокой устойчивости процесса горения и одновременно большой теплонапряженности камеры в известной степени несовместимы. Однако устойчивость горения и теплонапряженность по-разному определяют условия протекания процесса. Теплонапряженность может иметь непрерывный ряд значений, чем она больше, тем лучше камера, в то время как понятие устойчивости горения подразумевает лишь два случая: наличие пламени и отсутствие пламени. Отсюда ясно, какой режим работы является оптимальным: расходы реагентов, поступающих в камеру, следует увеличивать до тех пор, пока самым неблагоприятным по температуре и давлению условиям работы не будет соответствовать состояние вблизи границы срыва.

Для камеры, имеющей зону стабилизации и область, где происходит распространение пламени, требования высокой устойчивости горения и максимальной полноты сгорания, по-видимому, несовместимы. Действительно, если тепловые

потери слабо влияют на характеристику срыва пламени, то для повышения устойчивости горения следует уменьшать скорость движения смеси в зоне стабилизатора. В результате количество смеси, поступающей и сгорающей в зоне стабилизатора, уменьшится и будет составлять меньшую долю общего количества смеси, проходящей через камеру, что приведет к уменьшению влияния стабилизатора как устройства, улучшающего полноту сгорания. При определении оптимального расхода для данной камеры необходимо иметь в виду, что предельным значением полноты сгорания является 100%. Поэтому скорость движения смеси в зоне стабилизатора следует увеличивать до тех пор, пока при самых напряженных условиях работы не будут достигнуты или состояние вблизи границы срыва пламени, или полнота сгорания 100%.

При заданной конструкции камеры сгорания минимальное гидравлическое сопротивление и максимальная равномерность поля температур на выходе также являются противоречивыми требованиями. Действительно, повышение равномерности может быть достигнуто лишь увеличением интенсивности перемешивания, что неизбежно сопровождается увеличением гидравлического сопротивления. Ввиду того, что значительная неравномерность поля температур может привести к разрушению турбинных лопаток, может оказаться необходимым улучшение перемешивания газов даже за счет увеличения гидравлического сопротивления. Однако путем улучшения общей конфигурации камеры часто можно получить приемлемую величину гидравлического сопротивления при удовлетворительной равномерности поля температур.

2. ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА НА ВХОДЕ В КАМЕРУ

Конструктор обычно бывает свободен в выборе скорости входа воздуха в камеру сгорания. Чем больше эта скорость, тем меньше при данном весовом расходе размеры камеры сгорания, т. е. тем больше теплонпряженность. Однако, как указывалось ранее, при увеличении скорости потока может произойти срыв пламени. Кроме того, даже при неизменных размерах камеры турбулентная скорость распространения пламени увеличивается не пропорционально скорости потока, а слабее, и поэтому может снизиться полнота сгорания. При увеличении скорости потока также повышается гидравлическое сопротивление $\Delta p/p$, которое для камеры сгорания

данной конфигурации приблизительно пропорционально квадрату скорости. В связи с этим величину скорости на входе в камеру следует выбирать такой, чтобы при полете на расчетной высоте горение было устойчивым с учетом требований получения как достаточно высокой теплонапряженности, так и умеренного гидравлического сопротивления.

Управлять интенсивностью турбулентности потока воздуха в известной мере возможно путем изменения конструкции элементов двигателя. На процесс горения турбулентность влияет так же, как и скорость потока. Различие состоит в том, что при повышении интенсивности турбулентности возрастает равномерность поля температур на выходе из камеры и полнота сгорания, конечно, если не происходит частичный или полный срыв пламени вследствие слишком интенсивной турбулентности. С другой стороны, если теплонапряженность камеры сгорания очень мала и тепловые потери из зоны реакции составляют заметную долю выделяющегося тепла, то в этом случае скорость потока и турбулентность могут благоприятным образом влиять на устойчивость процесса горения.

Обычно не представляется возможным выбрать давление и температуру воздуха на входе в камеру на основании простых соображений о влиянии этих параметров на показатели работы камеры. Однако следует отчетливо представлять, как эти параметры влияют на показатели работы камеры.

Увеличение давления воздуха при постоянной скорости потока приводит к пропорциональному повышению теплонапряженности. С другой стороны, скорость реакции при этом возрастает приблизительно пропорционально квадрату давления и, таким образом, устойчивость процесса горения также повышается.

При увеличении критерия Рейнольдса турбулентная скорость распространения пламени несколько возрастает, поэтому полнота сгорания улучшается. Указанные закономерности имеют место независимо от величины тепловых потерь из зоны реакции.

Хотя увеличение плотности воздуха, обусловленное увеличением давления, приводит к возрастанию разности давлений при входе и выходе из камеры, однако относительное сопротивление $\Delta p/p$ остается практически неизменным. Критерии Рейнольдса для камер сгорания обычно бывают достаточно велики для того, чтобы поток успел полностью тур-

булизироваться; поэтому равномерность поля температур на выходе из камеры слабо зависит от давления.

Повышение температуры воздуха улучшает все показатели работы камеры, зависящие от скорости реакции, а именно: повышает устойчивость горения, улучшает полноту сгорания, а также увеличивает диапазон изменения состава смеси. О влиянии этого фактора можно судить на основании экспериментальных зависимостей нормальной скорости распространения пламени от начальной температуры (см. главу 5). Повышение температуры топлива влияет аналогичным образом, но слабее, так как весовой расход топлива составляет лишь малую долю (примерно $1/20$) от суммарного весового расхода рабочего тела, поступающего в камеру. В результате повышения температуры воздуха и топлива возрастает температура продуктов сгорания, что в сущности и является конечной целью. Используя увеличение скорости реакции, можно, переконструировав камеру сгорания при неизменном гидравлическом сопротивлении, повысить ее теплонапряженность. Непосредственного заметного влияния повышения температуры на гидравлическое сопротивление или равномерность поля температур на выходе из камеры не наблюдается.

Вследствие повышения температуры, в равной мере как и в результате какого-либо другого изменения условий протекания процесса, связанного с повышением теплонапряженности, увеличиваются удельные тепловые потоки к стенкам камеры и в связи с этим сокращается срок ее службы. При этом, однако, тепловые потери, отнесенные к суммарному расходу, могут даже понизиться. Увеличение тепловой нагрузки стенок камеры естественно требует разработки более совершенной системы воздушного охлаждения, что не является принципиально неразрешимой задачей.

Влияние системы подачи топлива

Если бы процесс сгорания в газовой турбине зависел только от процесса смешения реагентов, то простейшей системой была бы подача топлива во впускной патрубок компрессора. Однако в этом случае получающиеся гомогенные смеси были бы негорючими, так как их состав, ограничиваемый относительно низкой температурой плавления материала турбинных лопаток, должен был быть беднее нижнего концентрационного предела распространения пламени. В связи с этим возможны две системы смесеобразования:

а) Поток топлива смешивается с потоком воздуха после компрессора, причем одновременно с процессом смесеобразования происходит горение подобно тому, как это имеет место в диффузионных пламенах.

б) Часть воздуха, обеспечивающая получение смеси горючего состава, отделяется от всего потока и смешивается с топливом. Получаемая смесь далее сгорает как однородная.

Остальной воздух затем перемешивается с продуктами сгорания, и температура снижается до необходимой конечной величины.

Преимуществом системы смесеобразования типа а) является очень широкий диапазон устойчивого горения по составу смеси (см. стр. 281). С другой стороны, средняя величина теплонапряженности в этом случае должна быть меньше, чем в случае б). При организации процесса смесеобразования по типу а) зоны реакции, по-видимому, целесообразно размещать в отдельных каналах. В результате снизится интенсивность перемешивания и моли горячей смеси не будут увлекаться в холодный газ, где они гаснут вследствие чрезмерно быстрого перемешивания. Поэтому практически различие между системами смесеобразования а) и б) невелико.

Для оценки степени приближения процесса в жаровой трубе к типу а) или б) более показательной является ширина диапазона устойчивого горения по составу смеси. Последнее же главным образом зависит от системы подвода воздуха в жаровую трубу, который может поступать постепенно, через систему отверстий в стенках жаровой трубы или в общем потоке вместе с топливом.

С точки зрения сокращения времени, необходимого для завершения процесса сгорания, топливо всегда лучше подавать в газообразном, а не в жидком состоянии. При этом несколько увеличивается температура пламени и, что самое главное, исключается время, в течение которого испаряются капли. Согласно уравнению (4-63) это время может быть по порядку величины равным времени пребывания топлива в камере сгорания. Однако подача жидкого топлива имеет свои преимущества. Например, соответствующая топливная аппаратура может быть сконструирована с таким расчетом, чтобы расстояние, на которое факелы топлива проникают в газ, изменялось в зависимости от расхода топлива. В результате можно получить распределение топлива, приближающееся к идеальному (см. рис. 5-42).

Важной характеристикой системы подачи топлива является число топливораспределяющих устройств. Как видно на рис. 4-5, увеличение числа этих устройств при сохранении геометрического подобия полей распределения топлива уменьшает объем камеры сгорания. В связи с этим использование вместо одной большой камеры сгорания некоторого числа небольших камер аналогичной конструкции приводит к пропорциональному увеличению теплонапряженности без соответствующего повышения гидравлического сопротивления. Поэтому разделение потока смеси на несколько параллельных является более совершенным средством повышения теплонапряженности, чем одно лишь увеличение интенсивности турбулентности, которое можно получить без существенного изменения конструкции. Увеличение теплонапряженности в результате уменьшения размеров камеры, так же как за счет повышения интенсивности турбулентности, увеличивает возможность погасания пламени, в особенности в камерах со значительными тепловыми потерями, и сокращает диапазон устойчивого горения по составу смеси. Минимально возможный размер камеры при соответственно наибольшем числе устройств для распыливания топлива определяется необходимостью обеспечить сжигание смесей в заданном диапазоне изменения их состава при наиболее неблагоприятных режимах работы двигателя. Конечно, практически возможно, что увеличение числа топливораспределяющих устройств будет ограничиваться трудностями распределения топлива и производственными затруднениями. Например, трудно выдержать допуски, необходимые при изготовлении малорасходных форсунок, и это ограничивает возможность использования малых потоков топлива. Таким образом можно утверждать, что одним из двух недостатков центробежных форсунок, широко применяющихся в газовых турбинах, является затруднительность осуществления желательного разделения потока топлива. Вторым недостатком является то, что эти форсунки дают факел топлива в виде полого конуса, в связи с чем трудно осуществить необходимое распределение топлива в кольцевой камере сгорания.

При увеличении числа форсунок и соответственно количества жаровых труб нет необходимости сохранять полное геометрическое подобие, как это имелось в виду ранее. Вместо этого можно, например, сохранив неизменными общую длину и объем зоны сгорания, путем изменения размера отверстий в стенках жаровой трубы изме-

нять скорость перемешивания и избежать тем самым повышения теплонапряженности. В результате одна жаровая труба большого диаметра заменяется большим числом параллельных жаровых труб малого диаметра и той же длины. Такая система будет давать равномерный поток газа на выходе при сопротивлении меньшем, чем исходная, в результате сокращения пути перемешивания в направлении, перпендикулярном оси основного потока. Полагая зоны сгорания однородными, объемный расход, отнесенный к объему зоны реакции Us/v , для сравниваемых камер также будет одинаков, и, таким образом, в соответствии с теорией, устойчивость горения в обеих камерах будет одинакова.

Если, кроме того, принять во внимание тепловые потери в стенки жаровой трубы, обусловленные теплопроводностью и конвекцией, то окажется, что величина Us/v не является единственным определяющим критерием и уменьшение линейных размеров камеры неблагоприятно. Это ясно из рассмотрения предельного случая, когда поперечный в направлении потока размер зоны реакции меньше гасящего размера. В этом случае даже при отсутствии радиационных тепловых потерь горение невозможно. Таким образом, одна кривая на рис. 5-27а должна быть заменена семейством подобных кривых, из которых каждая тем сильнее сдвинута вправо, чем меньше расстояние между стенками камеры сгорания.

Следовательно, если наиболее желательным свойством камеры сгорания должно быть устойчивое горение на большой высоте, т. е. при низком давлении, то в этом случае одна большая камера предпочтительнее несколькими камерами меньшего размера. Действительный объем камеры следует выбирать таким, чтобы величина Us/v соответствовала той точке кривой на рис. 5-27а, для которой значение p^{n-1} минимально. Имеющиеся данные по тепловым потерям недостаточны, чтобы определить для каждой конкретной камеры сгорания режим работы, соответствующий этой точке; необходимо также напомнить, что одним лишь увеличением объема камеры нельзя беспредельно повышать ее высотность.

Влияние геометрии камеры сгорания

Выше уже рассматривалось влияние на характеристики камеры ее размера и количества жаровых труб. Кроме этого, конструктор может изменить размер стабилизато-

ра или циркуляционной зоны, которая, занимая определенный объем в трубе данного поперечного сечения, служит для стабилизации пламени. Если, например, прямоточный двигатель представляет собой трубу, по которой движется топливо-воздушная смесь, то от размера стабилизатора зависит максимальная скорость потока, при которой пламя остается устойчивым. Однако при этом не наблюдается простой пропорциональности. Если стабилизатор очень мал, то скорость, при которой происходит срыв пламени, увеличивается приблизительно пропорционально его размеру. Однако когда миделевая площадь стабилизатора становится сопоставимой с площадью поперечного сечения трубы, то увеличение размера стабилизатора приводит к увеличению скорости потока на кромке стабилизатора.

В результате увеличение стабилизатора при данном расходе горючей смеси может привести к ухудшению устойчивости пламени; поэтому существует оптимальный размер стабилизатора.

Гидравлическое сопротивление непрерывно возрастает при увеличении стабилизатора, и поэтому его размер обычно должен быть несколько меньше оптимального. Выбор размера стабилизатора зависит от того, в какой степени гидравлическое сопротивление, с одной стороны, и устойчивость процесса горения — с другой, определяют общую эффективность прямоточного двигателя. Подробнее см. работу Фридмана, Беннета и Цвика (Friedman, Bennett and Zwick, 1953).

Длина камеры непосредственно влияет на полноту сгорания. Эта длина должна быть достаточной для того, чтобы пламя, распространяющееся от стабилизатора, могло охватить весь поток горючей смеси. Дальнейшее увеличение длины камеры бесполезно, и поэтому ее следует выбирать такой, чтобы полнота сгорания была удовлетворительной при наиболее неблагоприятных с этой точки зрения режимах работы.

Другие особенности, возникающие при изменении геометрии камеры, были уже рассмотрены в связи с влиянием турбулентности, последовательности подвода воздуха и т. д.

Практически условия течения в камере сгорания выбираются на основании экспериментальных данных, полученных в результате большого числа испытаний геометрически подобных конструкций.

Сводка влияния отдельных факторов, рассмотренных в этом и предыдущих разделах, приведена в табл. 6-1.

Таблица 6-1

Влияние конструктивных и режимных факторов на условия протекания процесса (— положительный эффект, — отрицательный эффект, + — малое увеличение дает положительный, а большое увеличение — отрицательный эффект)

Увеличивается	Горение			$\Delta p/p$	Равномерность поля	Срок службы
	Устойчивость	Полнота сгорания	Теплоемкость			
Скорость потока воздуха . . .	—	—	+	—		
Интенсивность турбулентности	—	+ —	+ —	—	+	
Давление	+	+	+			
Температура	+	+	+			
Число форсунок	—	—	+		+	—
Отношение размера стабилизатора к размеру камеры	+ —	+ —		—		
Длина камеры		+	—		+	

Факторы, влияющие на гидравлическое сопротивление

Рассмотрим теперь некоторые причины потери давления в камерах сгорания.

Первой очевидной причиной является ускорение движения газа, обусловленное повышением температуры. Этот вопрос рассматривался в главе 2 в связи с теорией одномерного течения. При неравномерном поле температур в выходном сечении тепловое сопротивление больше, чем в том случае, когда это поле равномерно. В реальных камерах сгорания тепловое сопротивление составляет незначительную часть общих потерь давления, которые обусловлены главным образом турбулентным перемешиванием.

В камерах сгорания процессы смешения могут происходить в трех зонах: а) перемешивание потоков топлива и воздуха в диффузионных пламенах; б) перемешивание свежей смеси с продуктами сгорания, происходящее при движении от дежурного пламени или в циркуляционной зоне за плохообтекаемым телом; в) перемешивание горячего газа, вытекающего из жаровой трубы, с дополни-

тельным воздухом перед сопловым аппаратом. Интересно выяснить, в какой мере гидравлическое сопротивление зависит от этих процессов.

Рассмотрим два параллельных потока жидкости, имеющих одинаковую скорость. В результате перемешивания, обусловленного молекулярной диффузией, поля температуры и концентрации в общем потоке в конце концов становятся равномерными. Этот процесс не сопровождается понижением давления. Давление не понижается даже в том случае, когда потоки турбулентны, если при этом турбулентность не возникает вследствие трения о стенки. Конечно, практически необходимо не только получить полное перемешивание, но и обеспечить его на коротком участке трубы. Если скорости потоков одинаковы, то последнее условие может быть выполнено лишь в том случае, когда поперечные размеры потоков малы.

В реальных условиях скорости потоков, которые должны быть перемешаны, не одинаковы. Вследствие этого возникает турбулентность и происходит падение давления. В частном случае, например, при смешении за плохо обтекаемым телом скорость одного из потоков может быть равна нулю. Однако даже при этих условиях гидравлическое сопротивление, подсчитанное по уравнению количества движения, приблизительно на один порядок меньше, чем гидравлическое сопротивление в реальных камерах сгорания.

Это объясняется тем, что поперечные размеры элементов камеры сгорания выполняются относительно большими по сравнению с ее длиной. Последнее обусловлено отчасти желанием упростить технологию, отчасти стремлением повысить устойчивость горения, а также, возможно, недостаточной квалификацией части конструкторов. Поэтому смещения, происходящего лишь в результате обмена количеством движения, оказывается недостаточным для получения равномерного поля температур перед сопловым аппаратом. Это особенно относится к процессу смешения продуктов сгорания, образующихся в жаровой трубе, с дополнительным воздухом. В связи с этим предпринимаются специальные меры для интенсификации процесса смешения. Площадь сечения отверстий жаровой трубы уменьшают в такой степени, чтобы между внутренней полостью жаровой трубы и полостью, из которой поступает воздух, образовался значительный перепад давления. В результате внутрь жаровой трубы

через отверстия в ее стенках втекают с большой скоростью струи холодного воздуха. Эти струи можно направить таким образом, что они будут проникать далеко в поток горячего газа, движущегося в жаровой трубе, и, таким образом, обеспечивать интенсивное перемешивание. Такая организация процесса часто бывает необходимой, однако ее следует считать неудачной. Большие гидравлические потери, возникающие в этом случае, можно в известной мере избежать уменьшением поперечных размеров элементов камеры сгорания.

Факторы, влияющие на пусковые характеристики

Выше рассматривалось лишь установившееся горение. Обычно же наибольшие трудности для конструктора возникают в связи с задачей воспламенения топлива при низком давлении и температуре. Эти условия имеют место при полете на большой высоте, когда двигатель работает на режиме авторотации; в этом случае параметры воздуха в камере сгорания почти такие же, как в окружающей атмосфере.

Ранее было отмечено, что условия, наиболее благоприятные для воспламенения смеси, по существу совпадают с условиями наиболее устойчивого процесса горения. Состав смеси должен быть близок к стехиометрическому¹, а интенсивность турбулентности и скорость потока минимальными.

Кроме того, если область воспламенения мала по сравнению с циркуляционной зоной, то расположение электродов свечи должно быть таким, чтобы продукты сгорания, образующиеся в результате воспламенения, могли перемещаться навстречу потоку, и, таким образом, пламя могло распространиться в свежей смеси.

3. МЕТОДЫ КОНСТРУИРОВАНИЯ

Развитие какой-либо области техники нельзя считать в должной мере законченным, если имеющиеся данные являются лишь средством анализа, руководящими принципами и определяют лишь качественные связи; эти дан-

¹ Влияние неизбежной турбулентности значительно уменьшает сдвиг оптимального состава смеси, указанного на стр. 224, от стехиометрического. Поэтому, для того чтобы пламя от искры распространилось по всему объему камеры, состав смеси должен быть близок к стехиометрическому составу.

ные должны быть также достаточны для реального проектирования. Теория и экспериментальное изучение процесса горения в газовых турбинах еще не находится в той стадии, которая достигнута уже рядом вполне сформировавшихся областей техники. Например, аэродинамические данные по обтеканию различных профилей и других тел дают возможность вполне точно предсказать характеристики самолета; при проектировании несущих конструкций — их узлы и звенья доступны математическому расчету, а необходимые свойства используемых материалов определяются стандартными лабораторными методами; компрессор конструируется на основе данных продувок, полученных на довольно простом экспериментальном оборудовании, причем используются табличные данные о свойствах среды. Во всех этих случаях новая конструкция создается в результате синтеза отдельных элементов (лопатка, балка), а свойства вещества и материала определяются отдельно (вязкость, предел прочности). Более того, конструкция разрабатывается уже после установления соответствующего теоретического понятия, например «циркуляция» и «пограничный слой» в аэродинамике или «модуль сдвига» в теории прочности.

Пока еще нельзя сказать, какие теоретические понятия будут играть аналогичную роль в технике горения, однако представляет интерес выяснить, какие элементы полноразмерной камеры сгорания могут изучаться отдельно и какие лабораторные испытания могут дать наиболее достоверные сведения о работе этих элементов в реальных условиях.

Элементы камер сгорания

Многочисленные исследования стабилизации пламени на отдельных стержнях и угольниках, установленных в потоке горючего газа, обеспечили достаточное количество опытных данных, которые используются при конструировании полноразмерных камер сгорания. Стабилизаторы таких камер представляет собой решетки из стержней или угольников, расположенные поперек всего сечения канала (рис. 6-1). Такие конструкции применяются в форсажных камерах газовых турбин, где сжигаются топливно-воздушные смеси, близкие к гомогенным.

Когда необходимо обеспечить широкий диапазон устойчивого горения диффузионного пламени, целесообразно использовать подачу топлива в циркуляционную

зону стабилизатора. Некоторые простые опыты с такой системой стабилизации были проведены Майколом (Mikol, 1949). Устройство для сжигания, собранное из элементов указанного типа, представляет собой решетку стабилизаторов, к каждому из которых подводится топ-

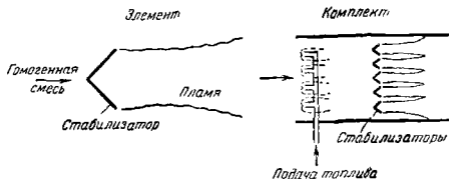


Рис. 6-1. Стабилизирующая решетка в потоке гомогенной смеси.

ливо и на каждом стабилизируется пламя (рис. 6-2). Чем меньше размер отдельных стабилизаторов, тем короче камера. Однако при уменьшении размера стабилизаторов снижается скорость срыва пламени и затруднительно равномерно распределить топливо по малорасходным

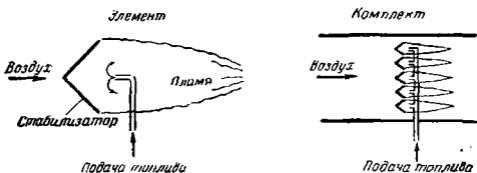


Рис. 6-2. Стабилизирующая решетка при отсутствии предварительного смешения.

форсункам, число которых велико. Жидкое топливо может подводиться также непосредственно на поверхность стабилизатора; при этом условия испарения и горения топлива будут аналогичны условиям опытов с моделями капель (см. стр. 177).

Ранее уже указывалось, что при чрезмерно интенсивной турбулентности в камерах, выполненных по схеме рис. 6-2, может снизиться полнота сгорания, так как в этом случае в зону реакции поступает слишком много

холодного воздуха. Этого можно избежать, если, как показано на рис. 6-3, соответствующим образом экранировать горящий газ от окружающего воздуха. Конструкция решетки усложняется, однако сохраняется прежний принцип сборки ее из отдельных элементов. Перфорацией эк-

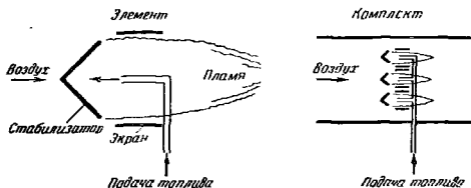


Рис. 6-3. Стабилизирующая решетка с экранами для уменьшения интенсивности перемешивания.

ранов можно регулировать процесс смешения; в случае необходимости может быть также обеспечено экранирование направленными потоками воздуха.

Схема обычного комплекта устройств для сжигания топлива, состоящего из камер сгорания «трубчатого типа»,



Рис. 6-4. Трубчатые камеры сгорания.

типичная для авиационных газовых турбин (рис. 6-4), является дальнейшим этапом развития схемы по рис. 6-3.

Таким образом, принцип разделения сложной конструкции на отдельные элементы хорошо известен в авиационной практике. Вопрос сводится к тому, в какой мере следует реализовать этот принцип и как целесообразнее компоновать элементы в кольцевой камере сгорания: в виде секторов кольца или труб с круговым сечением.

Стабилизирующее устройство может представлять собой решетку из металлических стержней или металлическую пластинку с отверстиями, расположенными в определенном порядке. Поэтому трубчатую камеру сгорания, изображенную на рис. 6-5, можно рассматривать как развитие схемы, представленной на рис. 6-1. Однако в этом случае определяющим является процесс горения струй горючей смеси, втекающих в объем, заполненный горячим газом. Конструирование такой камеры возможно на основании материалов по исследованию свободных газовых струй с учетом их взаимодействия и влияния поперечных составляющих скорости. Решетку можно также рассматривать как систему параллельно включенных каналов с рез-

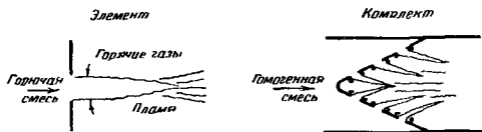


Рис. 6-5. Трубчатая камера для сжигания гомогенной смеси.

ким расширением сечения. Дальнейшие исследования стабилизации пламени такими устройствами представляют большой интерес.

В работе Эвери и Харта (Avery and Hart, 1953) были исследованы характеристики камеры сгорания по схеме, аналогичной рис. 6-5 в предположении полного перемешивания в каждом сечении камеры. Предпосылка интенсивного перемешивания предопределяет, по-видимому, чрезмерные потери давления, и поэтому необходимо решить аналогичную задачу с учетом действительной скорости перемешивания. Такое решение должно базироваться на результатах исследования распространения струй.

Могут быть введены и другие элементы камер сгорания, имеющие какие-либо преимущества с точки зрения технологии производства, показателей работы или простоты теоретического анализа. Хотя, возможно, ни один из рассмотренных выше элементов не будет использован в будущих конструкциях без изменений, все же синтетический метод конструирования несомненно получит широкое распространение

Массообмен между поверхностью топлива и потоком газа играет решающую роль в процессе горения. В главах 3 и 4 показано, что параметр переноса зависит от простых констант топлива. Для жидких топлив теплота испарения является единственной константой, сильно зависящей от типа топлива. Присутствие в твердых топливах летучих веществ и золы несколько усложняет соответствующие зависимости.

Однако еще нельзя с уверенностью сказать, какие лабораторные испытания наиболее правильно характеризуют реакционную способность данной топливо-воздушной смеси, сгорающей в каком-либо двигателе, и как эффективность процесса сгорания зависит от давления и начальной температуры. В главе 5 было показано, что между нормальной скоростью распространения пламени и скоростью, при которой происходит срыв пламени, существует связь, определяемая соотношением между безразмерными критериями. В главе 5 приведены также теоретические зависимости между нормальной скоростью распространения пламени, гасящим размером и минимальной энергией воспламенения. Поэтому для оценки реакционной способности смеси можно использовать данные по измерению любой из указанных трех величин; естественно, следует использовать ту величину, которую легче измерить.

В соотношениях, связывающих все эти величины с реакционной способностью, фигурируют параметры, характеризующие молекулярный обмен, в то время как в реальных камерах сгорания, по-видимому, преобладает турбулентное перемешивание. Расчет средней скорости реакции по нормальной скорости распространения пламени связан с ошибками при оценке величины теплопроводности, сильно зависящей от температуры и в некоторой мере от состава.

Единственным прямым методом измерения скорости реакции является метод Лонгвелла (Longwell, 1953) сжигания гомогенных смесей в адиабатической бомбе, но этот метод неудобен для практического использования. В настоящее время для предсказания влияния состава смеси и начальной температуры, по-видимому, в равной мере можно использовать результаты опытов по определению нормальной скорости распространения пламени, гасящего размера и минимальной энергии воспламенения.

ния, однако нет уверенности в том, что их можно также использовать для предсказания влияния давления.

Ллойд (Lloyd, 1953) высказал сомнение относительно возможности использования для этой цели данных по нормальным скоростям распространения пламени, указывая, что нормальная скорость распространения пламени может несколько увеличиваться при уменьшении давления, в то время как показатели работы двигателя при этом несомненно ухудшаются. Однако известно, что S_u входит в соответствующие выражения через критерии Пекле и Рейнольдса, т. е. в качестве множителя при S_u всегда фигурирует давление. Возражение совершенно отпадает, если учесть, что критерий Пекле, отнесенный к скорости пламени, пропорционален отношению размера камеры и гасящего размера. Без сомнения, это отношение приблизительно пропорционально давлению.

Ллойд утверждает, что скорость реакции в горючих смесях, измеренная в опытах по самовоспламенению, например в опытах Маллинса (Mullins, 1953), более правильно характеризует сгорание смеси в двигателе. Предполагается, что этот метод дает показатели, не зависящие от физических свойств газа, определяющих скорость обмена. Однако, к сожалению, такие опыты можно проводить лишь при весьма умеренных температурах (порядка 1000°C), в то время как реакции в камерах сгорания и в ламинарных пламенах протекают при температурах, близких к адиабатической температуре сгорания. Поэтому нет никакой уверенности в том, что данные, полученные этим методом, можно использовать для определения скорости реакции в пламени.

Масштабный эффект

Возможности синтетического конструирования камер сгорания из отдельных элементов, а также возможности проведения лабораторных испытаний, на основании которых можно предсказать показатели работы двигателя, были выяснены в связи с тем, что исследование каждой модификации камеры или типа топлива на полноразмерной установке сопряжено с весьма значительными затратами. Для питания воздухом больших камер сгорания при давлении ниже или выше атмосферного требуется сложное капитальное оборудование. Возникает настоятельная необходимость в разработке методов проведения предварительных опытов с малоразмерными моделями.

с тем чтобы затем иметь возможность достаточно обоснованно конструировать полноразмерную камеру с удовлетворительными показателями работы.

Существует два основных метода проведения предварительных исследований. Первый из них — метод увеличения числа элементов, применяется в том случае, если конструкция составляется из отдельных элементов, как это было указано выше. Элементы камеры сгорания испытываются и совершенствуются или порознь или, что предпочтительнее, между аналогичными элементами. Если требуется камера сгорания с расходом, в 100 раз большим расхода через исходный элемент, то устанавливаются параллельно 100 таких элементов. Тогда можно ожидать, что показатели работы полученной таким образом камеры сгорания будут аналогичны показателям малоразмерной модели. Такой метод не только быстрее и дешевле, чем изготовление и испытание полноразмерной модели камеры сгорания, но также, как было показано ранее, в результате использования серии отдельных элементов сокращается длина камеры.

Примером использования этого метода является многолетняя практика испытания и совершенствования одиночных (трубчатых) камер сгорания газовых турбин. Вместо кольцевых камер сгорания обычно испытываются секторные отсеки этих камер, хотя, вообще говоря, здесь могут возникнуть осложнения, связанные с специфическим влиянием радиальных стенок, которое отсутствует в полноразмерной камере.

Метод составления камер сгорания из отдельных элементов не исключает необходимости испытания этих элементов во всем диапазоне изменения давления. Уже одно это может представить серьезные трудности для небольших производственных предприятий. Поэтому представляет интерес выяснить возможность проведения предварительных исследований вторым методом, на геометрически подобных малоразмерных моделях. Как указывалось на стр. 240, такая возможность существует, однако еще в достаточной степени не используется. Покажем на примере, каким образом можно проводить такого рода опыты, предположив, что справедлива теория, изложенная в главе 5.

Пусть требуется найти диапазон изменения состава смеси, соответствующий пределам устойчивого горения в прямоточном двигателе, который имеет диаметр 450 мм.

при скорости потока воздуха на входе в камеру 150 м/сек и давлении 0,1 атм. От источника питания можно получить воздух лишь при атмосферном давлении. В этом случае имеются два пути. Первый — испытания проводят при атмосферном давлении и при скорости потока воздуха на входе 15 м/сек. Критерии Рейнольдса и Пекле, таким образом, будут приблизительно соответствовать заданным параметрам среды. При этом определяют диапазон устойчивого горения по составу смеси и далее на основании данных по скорости распространения пламени в заданной смеси находят значение критерия Пекле, отнесенного к скорости распространения пламени, при которой происходит срыв. Таким образом могут быть получены два значения, одно для богатых смесей, другое для бедных, хотя согласно элементарной теории эти значения должны совпадать. Затем на основании данных по скорости пламени в этой же смеси при 0,1 атм можно определить составы смеси, которым соответствуют найденные значения критерия Пекле, отнесенного к скорости распространения пламени. Это и будут те ожидаемые значения состава смеси, которые соответствуют пределам устойчивого горения в полноразмерном двигателе при давлении 0,1 атм.

Против использования такого метода моделирования имеются различные возражения. Главное заключается в следующем. Кривые зависимости скорости распространения пламени или, что существенно в данном случае, скорости, при которой происходит срыв пламени, от состава смеси вблизи концентрационных пределов проходят очень круто, и поэтому незначительные погрешности в экспериментальных данных могут вызвать серьезные ошибки при определении искомого диапазона устойчивого горения. Кроме того, влияние молекулярной диффузии топлива или кислорода может привести к сдвигам указанных кривых вдоль горизонтальной оси. Наряду с этим, если указанный метод и обеспечивает моделирование конвективных тепловых потерь, радиационные тепловые потери не будут подобными.

Другой, и возможно более рациональный, путь заключается в изготовлении модели прямоточного двигателя размером $1/10$ натуральной величины и испытании ее при скорости потока воздуха 150 м/сек. При этом сохраняется неизменным критерий Маха, а также критерии Рейнольдса и Пекле. Если предположить, что скорость распростра-

нения пламени не зависит от давления, то можно ожидать, что искомый диапазон устойчивого горения по составу смеси при работе полноразмерного двигателя на пониженном давлении будет определяться непосредственно результатами опытов на модели. Если же скорость распространения пламени зависит от давления, то ввести необходимые поправки в данном случае весьма просто, причем с большей точностью, чем при моделировании уменьшенном скорости потока воздуха. Радиационные тепловые потери при этом не моделируются, однако в остальном выдерживается почти полное подобие.

Можно легко представить себе и другие методы моделирования, имеющие различные преимущества и недостатки. Основной принцип во всех случаях заключается в следующем: критерии Пекле, отнесенные к скорости потока и скорости распространения пламени, для модели и оригинала должны быть одинаковыми; кроме того, если это возможно, должны быть одинаковыми критерии Маха, Прандтля и Шмидта и отношения температур до и после сгорания. Однако пока остается неясным метод моделирования радиационных тепловых потерь.

Теория моделирования явлений горения еще слишком мало разработана, и поэтому автор ограничивается приведенными замечаниями. Однако автор считает, что это одно из наиболее перспективных направлений использования результатов теоретических исследований в технике сжигания.

УКАЗАТЕЛЬ ЛИТЕРАТУРЫ

- Блинов В. И., Головинна Е. С., (1949). Сб. «Горение угле-
рода» под ред. А. С. Предводителя, гл. 7. Издат-во АН СССР.
- Вулис Л. А., (1946a), Журн. тех. физ., 16, 89; (1946b), 16, 95.
- Гольденберг С. А., (1951). Изв. АН СССР (ОТН), 7, 1025.
- Зельдович Я. Б., (1948), Журн. физ. хим., 22, 27; (1949),
19, 499.
- и Франк-Каменецкий Д. Л., (1938), Журн. физ. хим.,
12, 100.
- Колодцев К. П., (1945), Журн. физ. хим., 19, 417.
- Ландау Л. Д., (1944), Acta physico-chemica, 19, 77.
- Предводителев А. С., (1940), Журн. тех. физ. 10, 1311.
- Семенов Н. Н., (1940), Успехи физ. наук, 23, 251; 24, 433.
- Сокольский А. П., (1941), Сб. «Исследования процессов горе-
ния натурального топлива» под ред. Г. Ф. Кнорре, Госэнергоиз-
дат, 1948.
- Худяков Г. Н., (1949). Изв. АН СССР (ОТН), 4, 508.
- Цуханова О. А., (1939), Журн. тех. физ. 9, 296.
- Щелкин К. И., (1943), Журн. тех. физ., 13, 520.
- Albright, R. E., Heath, D. P. and Thoma R. H., (1953),
Industr. engng Chem., 44, 2499.
- Anson, D., (1953), Fuel, Lond., 32, 39
- Arnold, J. S. and Sherburne, R. K., (1953), Fourth Symposi-
um on Combustion, p. 139, Williams and Wilkins, Baltimore.
- Arrhenius, S., (1889), Z. phys. Chem., 226.
- Arthur, J. R., Bangham, D. H. and Bowring, J. R., (1949).
Third symposium on Combustion, p. 466, Williams and Wilkins, Balti-
more.
- Avery, W. H. and Hart, R. W., (1953), Industr. engng Chem.,
45, 1634.
- Baddour, R. F. and Carr, L. D., (1949), S. M. Thesis, Depart-
ment of Chemical Engineering, Massachusetts Institute of Technology.
- Barr, J., (1949), Fuel, Lond., 28, 200.
- Barrère, M. and Mestre, A., (1954), Selected Combustion
Problems, p. 426, Butterworth, London.
- Bartolome, E., (1949), Naturwissenschaften, 36, 171, 206.
- Bechert, K., (1949), Ann. Phys., Lpz., 4, 13.
- Blanc, M. V., Guest, P. G., von Elbe, G. and Lewis, B.
(1947), J. chem. Phys., 15, 798.
- — — (1949), Third Symposium on Combustion, p. 363, Willi-
ams and Wilkins, Baltimore.
- Boerlage, G. D. and Broeze, J. J., (1936), Industr. engng
Chem., 28, 1229.
- Bollinger, L. M. and Williams, D. T., (1949), Third Sym-
posium on Combustion, p. 176, Williams and Wilkins, Baltimore.
- Bone, W. A., (1918), Coal and its Scientific Uses, p. 445, London.

- Botha, J. P. and Spalding, D. B. (1954), *Proc Roy Soc. A* 225, 71-96.
- Bowditch, F. W. (1953), *Fourth Symposium on Combustion*, p. 674, Williams and Wilkins, Baltimore.
- Boys, S. F. and Corner, J., (1949), *Proc. Roy. Soc., A* 197, 90.
- Burgoyne, J. H. (1954). *Selected Combustion Problems*, p. 392, Butterworths, London.
- and Weinberg, F., (1953), *Fourth Symposium on Combustion*, p. 294, Williams and Wilkins, Baltimore.
- Burke, S. and Schumann, T., (1928), *Industr. engng Chem.*, 20, 998.
- Campbell J. M., Lovell, W. G., and Boyd, T. A., S. A. E. JI., (1930), 26, 123; *Industr. engng Chem.* (1931), 23, 26, 555; (1933), 25, 1107; (1934), 26, 475, 1105; (1935), 27, 593.
- Cassel, H. M., Das Gupta, A. K. and Guruswamy, S., (1949), *Third Symposium on Combustion*, p. 185, Williams and Wilkins, Baltimore.
- Chapman, D. I., (1899), *Phil. Mag.*, 47, 99.
- Chilton, T. H. and Colburn, A. P., (1934), *Industr. engng Chem.*, 26, 1183.
- — — (1935) *ibid.*, 27, 255.
- Clarke, A. E., Hunter, T. G. and Garner, F. H., (1946), *J. Inst. Petrol.*, 32, 627, 643.
- Damkoehler, G., (1940), *Z. Electrochem.*, 46, 601.
- *Der Chemie-Ingenieur*, Vol. III, p. 453, Akad. Verlag, Leipzig.
- (1937); *Z. Elektrochem.*, (1936), 42, 846; (1937), 43, 1.
- De Zubay, E. A., (1950), *Aero Dig.*, 54.
- Diederichsen, J. and Hall, A. R., (1953), *Fourth Symposium on Combustion*, p. 837, Williams and Wilkins, Baltimore.
- Dixon-Lewis, G., *ibid.*, p. 263.
- Dugger, G. L. and Simon, D. M., (1953), *N. A. C. A. RM E 52J13*; (1953), *Fourth Symposium on Combustion*, p. 336, Williams and Wilkins, Baltimore.
- Dusinberre, G. M., (1949), *Numerical Analysis of Heat Flow*, McGraw-Hill, New York and London
- Eckert, E. R., (1950), *Introduction to the Transfer of Heat and Mass*, McGraw-Hill, New York and London.
- and Lieblein, V., (1949) *Forsch. Arb. ing. Wes.*, 16, 33.
- Egerton, A. C. and Leleuvre, A. H., (1954), *Proc Roy. Soc., A* 222, 206.
- and Powling, J., (1948), *ibid.*, A 193, 172.
- and Sen, D., (1953), *Fourth Symposium on Combustion*, p. 321, Williams and Wilkins, Baltimore.
- Elliot, M. A., (1949), *S. A. E. Quart. Trans.*, 3, 490.
- Emmons, H. W., Harr, J. A. and Strong, P., (1949), *Thermal Flame Propagation*, Computation Laboratory of Harvard University, Dec.; discussed by Evans, (1952).
- (1953), *Harvard Combustion Aerodynamics Laboratory, Interim Tech. Rep. No. 6.*
- Ergun, S., (1952 a), *Chem. engng Progr.*, 48, 89.
- (1952 b), *ibid.*, 48, 227.
- Evans, M. W., (1952), *Chem. Rev.*, 51, 363.
- Fabri, J., Siesdrunck, R. and Fouré, (1951), *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1263.

- — — (1953), Fourth Symposium on Combustion, p. 443, Williams and Wilkins, Baltimore.
- Fay, J. A., (1954), Contribution to discussion, Selected Combustion Problems, p. 392, Butterworths, London.
- Fielding, D. and Topps, J. E. C., (1950), Thermodynamic properties of air and combustion products of hydrocarbon fuels, N. G. T. E. Rep. 74.
- Forstall, W. and Shapiro, A. H., (1950), J. appl. Mech., 381.
- Friedman, R., (1953), Fourth Symposium on Combustion, p. 259, Williams and Wilkins, Baltimore.
- Friedman, J., Bennett, W. J. and Zwick, E. B., (1953), *ibid.*, p. 756.
- Fristrom, R. M., Prescott, R., Neumann, R. K. and Avery, W. H., (1953), *ibid.*, p. 267.
- Froessling, N. (1938), Beitr. Geophys., 52, 170.
- Garner, F. H. and Long, R., (1951), J. Inst. Fuel.
- Gaydon, A. G. and Wolfhard, H. G., (1953), Flames, Chapman and Hall, London.
- Gilbert, M. and Lobdell, J. H., (1953), Fourth Symposium on Combustion, p. 285, Williams and Wilkins, Baltimore.
- Godsave, G. A. E., (1953), *ibid.*, p. 818.
- Gohrbandt W., (1951), N. G. T. E., Mem., No. 119.
- Goldsmith, M. and Penner, S. S., (1953), Calif. Inst. Tech. Jet Prop. Lab. Tech. Rep. No. 2.
- Goldstein, S., (1938), (Ed.), Modern Developments in Fluid Mechanics, Oxford University Press, London.
- Haddocks, G. W., (1951), Calif. Inst. Tech. Jet Prop. Lab. Progr. Rep. 3—24, May.
- Hawthorne, W. R., Weddell, D. S. and Hottel, H. C., (1949), Third Symposium on Combustion, p. 266, Williams and Wilkins, Baltimore.
- Hazard, H. R. and Buckley, F. D., (1948), Trans. Amer. Soc. mech. Engrs, 79, 729.
- Hibbard, R. B. and Pinkel, B., (1951), J. Amer. chem. Soc., 73, 1622.
- Hilpert, R., (1933), Forsch. Arb. Ing. Wes., 4, 215.
- Hirschfelder, J. O. and Curtis, C. F., Henkel, M. J., Spaulding, W. P. and Hirschfelder, J. O., Henkel, M. J., Hummel, H. and Spaulding, W. P., (1949), Third Symposium on Combustion, p. 121, Williams and Wilkins, Baltimore.
- Hirschfelder, J. O., Curtiss, C. F. and Campbell, D. E., (1953), Fourth Symposium on Combustion, p. 190, Williams and Wilkins, Baltimore.
- Hottel, H. C., (1953), Fourth Symposium on Combustion, p. 97, Williams and Wilkins, Baltimore.
- and Hawthorne, W. R., (1949), Third Symposium on Combustion, p. 254, Williams and Wilkins, Baltimore.
- and May, W. G., (1953), Fourth Symposium on Combustion, p. 715, Williams and Wilkins, Baltimore.
- and Stuart, I. M., (1940), Industr. engng Chem., 35, 719.
- Williams, G. C. and Levine, R. S., (1953), Fourth Symposium on Combustion, p. 636, Williams and Wilkins, Baltimore.
- and Satterfield, C. N., (1949), Thermodynamic Charts for Combustion Processes, Wiley, New York.
- Howarth, L., (1948), Proc. Roy. Soc., A 194, 16.

- Institute of Fuel, (1951, 1952, 1953), Reports of the trials at IJmuiden, J. Inst. Fuel.
- J e a n s, J., (1940), Kinetic Theory of Gases, Cambridge University Press, London.
- J o s t, W., (1946), Explosion and Combustion Processes in Gases, McGraw-Hill, New York and London.
- J o u g u e t, E., (1905), J. Math., 347.
- (1926), Proc. Int. Congr. appl. Mech., 12.
- K a r l o v i t z, B., (1953), Fourth Symposium on Combustion, p. 60, Williams and Wilkins, Baltimore.
- D e u n i s t o n, D. W. and W e l l s, F. E., (1951), J. chem. Phys., 19, 541.
- — K n a p s c h a e f e r, D. H. and W e l l s, F. E., (1953), Fourth Symposium on Combustion, p. 613, Williams and Wilkins, Baltimore.
- v o n K á r m á n, T. and M i l l á n, G., (1953), ibid., p. 173.
- and P e n n e r, S., (1954), Selected Combustion Problems, p. 5, Butterworths, London.
- K a s s e l, L. S., (1934), J. Amer. chem. Soc., 56, 1838.
- K e e n a n, J. H., (1941), Thermodynamics, Wiley, New York.
- and K a y e, J., (1948), Gas Tables, Wiley, New York.
- K l a u k e n s, H. and W o l f h a r d, H. G., (1948), Proc. Roy. Soc. A 195, 512.
- K u m a g a i, S. and K i n u r a, I., (1951), Science of Machine, 3 431.
- and I s o d a, H., (1952), Science of Machine, 4, 337.
- L a n d i s, F., and S h a p i r o, A. H., (1951), Proc. Heat Transfer and Fluid Mechanics Inst., Stanford Univ. Press.
- L e w i s, B. and v o n E l b e, G., (1943), J. chem. Phys., 11, 75
- — (1951), Combustion, Flames and Explosions, Academic Press, New York.
- L e w i s, B., (1954), Contribution to discussion, Selected Combustion Problems, p. 176, Butterworths, London.
- L e w i s, W. K., (1927), Trans. Amer. Inst. chem. Engrs., 29, 9.
- L i n n e t t, J. W., (1953), Fourth Symposium on Combustion, p. 29, Williams and Wilkins, Baltimore.
- L l o y d, P., (1953), Fuel, Lond., 32, 211.
- and P r o b e r t, R. P., (1950), Proc. Inst. mech. Engrs., 163, 206.
- L o n g w e l l, J. P., (1954), Selected Combustion Problems, p. 508, Butterworths, London.
- C h e v e n e y, J. E., C l a r k, W. W. and F r o s t, E. E., (1949), Third Symposium on Combustion, p. 49, Williams and Wilkins, Baltimore.
- F r o s t, E. E. and W e i s s, M. A., (1953), Industr. engng Chem., 45, 1629.
- L o w r y, H. H., (1945), (Ed.), The Chemistry of Coal Utilisation, 2 vols. Wiley, New York.
- M a n s o n, N., (1949), Rev. Inst. Fr. Pétrole, 4, 338.
- M a r b l e, F. E. and A d a m s o n, T. C., (1954), Selected Combustion Problems, p. 111, Butterworths, London.
- M a r k s t e i n, G. H., (1951), J. aero. Sci., 16, 199.
- (1953), Fourth Symposium on Combustion, p. 44, Williams and Wilkins, Baltimore.
- M a x w e l l, J. B., (1950), Data Book of Hydrocarbons, Van Nostrand, New York.
- M c A d a m s, W. H., (1942), Heat Transmission, McGraw-Hill, New York and London.

- Mertens, E. and Hellinckx, L., (1949), Third Symposium on Combustion, p. 474, Williams and Wilkins, Baltimore.
- Mikol, E. P., (1949), M. Sc. Thesis, Massachusetts Institute of Technology.
- Mullen, J. W., Fenn, J. B. and Garmon, R. C., (1951), *Industr. engng Chem.*, 43, 195.
- and Irby, M. R., (1949), Third Symposium on Combustion, p. 317, Williams and Wilkins, Baltimore.
- Mullins, B. P., (1953), *Fuel, Lond.*, 32, 214.
- Nusseff, W., (1916), *Z. Ver. dtsh. Ing.*, 60, 102.
- (1924), *ibid.*, 68, 124.
- Olsen, H. L., Gayhart, E. L. and Edmonson, R. B., (1953), Fourth Symposium on Combustion, p. 144, Williams and Wilkins, Baltimore.
- Omori, T. T. and Orning, A. A., 1949, *Amer. Soc. mech. Engrs.*, Preprint.
- Orning, A. A., (1947a), Institute of Fuel Pulverized Fuel Conference, p. 58.
- (1947b), *Trans Amer. Soc. mech. Engrs.*, 64, 497.
- Parker, A. S. and Hottel, H. C., (1936), *Industr. engng Chem.*, 23, 1334.
- Patterson, S., (1939), *Phil. Mag.*, 28, 1.
- (1940), *ibid.*, 30, 437.
- Pänkel, I. I. and Shames, H., (1947), *N. A. C. A.*, TN 1180.
- Pohlhausen, K., (1921), *Z. angew. Math. Mech.*, 1, 115.
- Probert, R. P. and Kielland, A., (1945), *Power Jets Report No. 1164.*
- (1946), *Phil. Mag.*, 37, 94.
- Pulnam, A. A. and Jensen, R. A., (1949), Third Symposium on Combustion, p. 89, Williams and Wilkins, Baltimore.
- Reynolds, T. W. and Gerstein, M., (1949), *ibid.*, p. 190.
- Richardson, J. M., Howard, H. C. and Swith, R. W., (1953), Fourth Symposium on Combustion, p. 814, Williams and Wilkins, Baltimore.
- Ruden, P., (1933), *Naturwissenschaften*, 21, 375.
- Rummel, K., (1937), *Der Einfluss des Mischvorganges auf die Verbrennung von Gas und Luft in Feuerungen*, Düsseldorf.
- Sawai, I., Kunugi, M. and Jinno, H., (1953), Fourth Symposium on Combustion, p. 807, Williams and Wilkins, Baltimore.
- Schmidt, E., (1924), *August Foepppl Festschrift*, Springer, Berlin
- and Beckmann, W., (1930), *Tech. Mech. Thermo-Dynam.*, Berl., I, I.
- Schramm, C., (1951), S. B. Thesis, Massachusetts Institute of Technology
- Schultz-Grunow, F., (1953), *Z. phys. Chem.*, 201, 223.
- Shapiro, A. H., Hawthorne, W. R. and Edelman, G. M., (1947), *J. appl. Mech.*, 19, A 317.
- Sherwood, T. K. and Pigford, R. L., (1952), *Absorption and Extraction*, McGraw-Hill, New York and London.
- Silver, R. S., (1937), *Phil. Mag.*, 23, 633.
- (1953), *Fuel, Lond.*, 32, 121.
- Simon, D. M., (1954), *Selected Combustion Problems*, p. 59, Butterworths, London.
- Smith, F. W., (1947), *Mass. Inst. Tech. Meteor. Rep. No. 6.*

- Spalding, D. B., (1950), *Fuel*, Lond., 29, 25.
- (1951a), *ibid.*, 30, 121.
- (1951b), *Inst. mech. Engrs*, Heat Transfer Conference, p. 345.
- (1951c), Ph. D. Thesis, Cambridge University.
- (1953a), *Fuel*, London, 32, 169.
- (1953b), *Aircraft Engng*, 25, 264.
- (1953c), *J. Inst. Fuel*, 26, 289.
- (1953d), *Fourth Symposium on Combustion*, p. 847, Williams and Wilkins, Baltimore.
- (1954a), *Proc. Roy. Soc., A* 221, 78; (1954), *A* 221, 100.
- (1954b), *Proc. Inst. mech. Engrs*, 168, 545.
- (1954c), *Fuel*, London, 33, 253.
- (1954d), *Engineering*, 177, 777.
- and Tall, B. S., (1954), *Aeronaut. Quart.*, 5, 195.
- Spiers, H. M., (1950), *Technical Data on Fuel*, London.
- Squire, H. B. and Truncer, J., (1944), *A. R. C. R. and M.*, 1974.
- Starkman, E. S., Haxby, L. P. and Cattaneo, A. G., (1953), *Fourth Symposium on Combustion*, p. 670, Williams and Wilkins, Baltimore.
- Stodola, A. (1927), *Steam and Gas Turbines*, McGraw-Hill, New York and London.
- Sweet, C. C., (1949), *Third Symposium on Combustion*, p. 353, Williams and Wilkins, Baltimore.
- Tanford, C., (1947), *J. chem. Phys.*, 15, 433.
- and Pease, R. N., (1947), *ibid.*, 15, 861.
- Thring, M. W., (1948a), *Research*, Lond., 1, 492.
- (1948b), *Trans. Instn. chem. Engrs*, Lond.
- (1952a), *The Science of Flames and Furnaces*, p. 134, Chapman and Hall, London.
- (1952b), *Fuel*, Lond., 31, 355.
- and Newby, M. P., (1953), *Fourth Symposium on Combustion*, p. 789, Williams and Wilkins, Baltimore.
- Tsien, H. S., (1951), *J. appl. Mech.*, 18, 188.
- Tu, C. M., Davis, H. and Hottel, H. C., (1934), *Industr. engng Chem.*, 26, 749.
- Weinberg, S., (1953), *Proc. Inst. mech. Engrs*, 1, (B), 240.
- Williams, G. C., Hottel, H. C. and Scurlock, A. C., (1949), *Third Symposium on Combustion*, p. 21, Williams and Wilkins, Baltimore.
- and Maddocks, F. E., (1953), *Fourth Symposium on Combustion*, p. 715, Williams and Wilkins, Baltimore.
- and Shipman, C. W., (1953), *ibid.*, p. 733.
- Wohl, K., (1953), p. 68.
- Gazley, C. and Kapp, N., (1949), *Third Symposium on Combustion*, p. 288, Williams and Wilkins, Baltimore.
- Shore, L., von Rosenberg, H. and Weil, C. W., (1953), *Fourth Symposium on Combustion*, p. 260, Williams and Wilkins, Baltimore.
- Wohlenberg, W. J., (1953), *ibid.*, p. 796.
- Wolfhard, H. G. and Parker, W. G., (1949), *J. Inst. Petrol.* 35, 118.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Авогадро гипотеза 11
 Анализ объемный 13
 Аэрозоли, распространение пламени 280
 Воздух избыточный 142
 — состав 15
 — физические свойства 33
 Воспламенение в камерах сгорания 299
 — влияние диффузии 223
 — турбулентности 227
 — задержка 261
 — искрой 215, 223
 — катализатором 222
 — пределы 208
 — влияние лучеиспускания 257
 — самовоспламенение 258
 — в двигателях 259, 261
 — влияние молекулярного строения 261
 — твердого топлива 267
 — твердыми телами 222
 — энергия 223
 Время испарения 83, 100
 — пребывания 251, 263
 — сгорания 144, 171
 — циркуляции 235
 Вязкость, кинетическая теория 194
 — определение 32
 — турбулентная 36
 Газ идеальный 11, 40
 Гашение пламени поверхностями 220
 Горелка пористая 208
 Грасгофа критерий 68
 Давление, влияние на горение углерода 271
 — — — срыв диффузионного пламени 277
 — — — устойчивость горения 252
 — — — — в гомогенной зоне 255
 Давление, влияние на характеристики камеры сгорания 291
 — — — — процесса горения 242
 — парциальное, определение 12
 — — при горении углерода 126, 129
 — — — массообмене 82
 Дальтона закон 12
 Детонация 53
 — в двигателях 259
 Диссоциация 29
 Диффузия 74
 — влияние на устойчивость пламени 232, 244, 307
 — — — характеристики воспламенения 224
 — кинетическая теория 194
 — коэффициент 75, 77
 Дым 125, 170
 Закон термодинамики первый 19
 — — — при горении жидкого топлива 157
 — — — — установившемся адiabатическом течении 41
 — — — — процессе горения 200
 Зола 146
 Зона реакции гомогенная 249
 — — — в камерах сгорания 303
 — — — два типа срыва пламени 255
 — — — пределы устойчивого горения 256
 — — — при адиабатическом горении 250
 — — — — наличия тепловых потерь 253
 — — — диффузионных пламен, положение и температура 116
 — — — — устойчивость 274
 — циркуляция за стабилизатором, горение 234, 279
 — при распространении струи 121

- Избыток энтропии, гипотеза 200, 215, 222
- Испарение адиабатическое 98
- вычисление скорости 98
 - константа 172
 - неадиабатическое 102
 - параметр переноса 96
 - тепло- и массообмен 95
- Испытания лабораторные 304
- Камера сгорания, элементы 300
- Капля, горение 171
- — в топливном факеле 181
 - минимальный размер, необходимый для устойчивого горения 279
 - сопротивление движению 177
 - срыв пламени 278
- Конвекция естественная, горение жидкого топлива 158
- Конденсация 102
- Константа испарения 172
- Константы равновесия 30
- Конструирование, методы 290
- Концентрация 75
- Лучеиспускание, влияние на пределы воспламенения 257
- — — устойчивость горения в гомогенной зоне 253
 - горячих газов 257
 - при горении углерода 146, 269
- Массообмен, влияние на устойчивость горения 267, 278, 284
- в свободной струе 76
 - граничные условия 78
 - дифференциальное уравнение 76
 - при наличии теплообмена 95
 - — — химических реакций 109, 198
- Масштабный эффект, влияние на горение углерода 272
- — — — смещение 122
 - — — — характеристики камер сгорания 296, 305
- Маха критерий 38, 307
- Металл, горение 154
- — влияние примесей 156
 - — параметр переноса 155
 - — плавление 158
 - — температура поверхности 157
 - — устойчивость 273
- Моделирование процесса горения 306
- Молекулы газа, столкновение между собой 192
- — — с твердой поверхностью 192
- Неполнота смешения 110
- Нуссельта критерий, определение 65
- Пар, охлаждение 101
- Параметр переноса 80
- — зависимость от парциальных давлений 82, 129
 - — интерпретация 94
 - — при горении в следе за телом 178
 - — — — металлов 155
 - — — — на поверхности жидкого топлива 161, 164, 168
 - — — — углерода 126
 - — — — охлаждения пара 101
 - — — — теорема 94
 - — — — следствия 104
- После критерий, определение 64
- — при воспламенении 218
 - — — моделировании 308
 - — — — погасании 221
 - — — — стабилизации 240, 245
 - — — — связь с характеристиками двигателя 307
- Перемещение частичное 281
- Пламя в следе за телом 159, 177, 284
- дежурное 231
 - диффузионное горение каплей топлива 171
 - — образование углерода 125
 - — срыв 267
 - — теория 109
 - — турбулентность 117
 - — — экспериментальные данные 115
 - — — нормальное и детонационное распространение 52
 - — захватывающее на поверхности капли топлива 159
 - — срыв 278
 - — проскок 220
 - — распространение 201
 - — стабилизация, анализ методов теории подобия 240
 - — в вихре 236
 - — — — циркуляционной зоне 234
 - — дежурным пламенем 232
 - — за плохообтекаемыми телами 234

- Слой пограничный динамический 34
- — тепловой 59, 66
- Смесь пропано-воздушная, гасящий размер 221
- — нормальное распространение пламени 209
 - — пределы устойчивого горения 244
 - — скорость реакции 248
 - — энергия активации при горении 213
- Сопротивление гидравлическое 34
- — влияние конструкции камеры 297
 - — вычисление для сложных систем 37
 - — связь с касательным напряжением 87
 - коэффициент 35, 89
 - при движении горящей поверхности 177
 - трения 34
 - — влияние тепло- и массообмена 87
 - формы 34
- Состав смеси, влияние на скорость пламени 208
- — вычисление 17
 - — расширение пределов устойчивого горения при частичном перемешивании 282
 - — стехиометрическое отношение 17
- Срыв пламени при горении в гомотонной зоне 252
- — — — капель 278
 - — — — малых очагов пламени 215
 - — — — твердого топлива 267
 - — — — частично перемешанных смесей 284
 - — — — диффузионном горении 274
- Стабилизация пламени за плохообтекаемыми телами при горении в камерах 300, 303
- — — — — диффузионном горении 279
 - — осаждение жидкого топлива на стабилизаторе 285
- Стантона критерий 71
- Стефана закон 82
- Стехиометрические смеси, магнетный баланс 10
- — энергетический баланс 19
- Стехиометрическое отношение для воздуха 17
- — — кислорода 110, 161
- Струя газа горение 109
- — диаметр эффективный 120
 - — массообмен 76
 - — оптимальные характеристики смещения 282
 - — распространение 36
 - — стабилизация струями 233
 - — теплообмен 73
 - — течение 36
 - жидкого топлива горение 181
 - — — стабилизация при подаче топлива через форсунки 281, 285
 - факел центробежной форсунки 294
- Температура влажного термометра 97
- влияние на скорость распространения пламени 210
 - — — — реакции 203
 - зависимость от количества образующейся окиси углерода 139
 - пламени жидкого топлива 169
 - повышение в результате сгорания топлива 24
 - при горении металлов 157
 - — — углерода 134
 - — — диффузионном горении 112
- Температуропроводность 63
- при турбулентном течении 61
- Теория газов кинетическая 191
- — — — связь между коэффициентами вязкости, теплопроводности и диффузии 194
 - подобия, стабилизация пламени 240
 - распространения пламени тепловая 212
- Тепло, выделение, скорость 248
- обмен 58
 - — влияние при горении в камерах 294
 - — дифференциальное уравнение 60
 - — естественной конвекцией 67
 - — коэффициент 62
 - — между твердой поверхностью и жидкостью 58
 - — при ламинарном движении на поверхности плоской пластины 67

- Тепло, обмен при наличии источников тепла 109
- — — — массообмена 95
 - — — — нестационарном режиме 215
 - — — — одномерном движении 62
 - — — — экспериментальные данные 91
 - — — — определение 19
 - — — — подвод при течении сжимаемой жидкости 46, 52
- Теплонапряженность 289
- Теплопроводность 59
- кинетическая теория 194
 - турбулентная 61, 227
- Течение ламинарное 32
- при наличии химических реакций 50
 - сжимаемой жидкости 39
 - — турбулентное 35
 - — — — воспламенение 227
 - — — — теплообмен 68
- Топливо газообразное 109, 194
- жидкое, горение 158
 - — — — влияние нестационарности 175
 - — — — дымление 170
 - — — — естественная конвекция 163
 - — — — параметр переноса при горении в следе за телом 178
 - — — — — — — — на поверхности 161, 164
 - — — — — — — — связь с горением твердого топлива 167
 - — — — — — — — состав газа вблизи горячей поверхности 160
 - — — — — — — — температура в зоне реакции 169
 - — — — — — — — методы подачи 292
 - — — — — — — — сферические частицы, время сгорания 83, 141, 144, 171
 - — — — — — — — массообмен в покоящейся среде 83
 - — — — — — — — при движении 142, 174
 - — — — — — — — — — естественной конвекции 164
 - — — — — — — — — — срыв пламени при горении капли 278
 - — — — — — — — — — твердое 126, 191, 264
 - — — — — — — — — — горение в слое 148
- Трение, сопротивление 34
- Трубы, течение, массообмен 89
- — — — теплообмен 69
- Турбулентность 35
- в пламени 229
 - влияние на горение 226
 - регулирование интенсивности в камерах сгорания 301
- Углерод, время сгорания частицы 140
- газové реакции вблизи поверхности 139
 - горение при наличии неподвижного пограничного слоя 128
 - константа скорости горения 144
 - насыщение относительное 152
 - параметр переноса 126
 - связь с горением жидкого топлива 167
 - состав газа на поверхности 132, 139
 - температура горения 134
 - устойчивость горения 267
- Уголь, горение 146
- реакционная способность 273
- Фанго кривые 41
- Фика закон 74
- Ценофферы при горении угля 116, 176
- Число единиц переноса (Ч. Е. П.), определение 89
- — — — при горении жидкого топлива 184
 - — — — — — — — слоя топлива 149
- Шмидга критерий, определение 80
- — — — при одновременном протекании тепло- и массообмена 96
 - — — — стабилизации 241, 308
- Энергия активации, определение 193
- — — — пропана 213
 - — — — углеводородов 249, 278
- Энтальпия в пламенах 199, 200, 215
- горящего газа 113
 - определение 20
 - торможения 41
- Энтропия 44

СОДЕРЖАНИЕ

От редактора	3
Предисловие автора	5
Глава первая. Термодинамика	9
Глава вторая. Гидродинамика	32
Глава третья. Тепло- и массообмен	58
Глава четвертая. Тепло- и массообмен при наличии химических реакций	109
Глава пятая. Влияние химических факто- ров	190
Глава шестая. Технические приложения	288
Указатель литературы	309
Предметный указатель	315

ЗАМЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
18	4 снизу	^3CO	$^3\text{CO}_2$
161	17 сверху	T	T_s
191	12 сверху	$\bar{\delta}n/6$	$\bar{p}n/6$
225	11 снизу	$(D_0/D_f)^{1/2}$	$(D_0/D_f)^{1/2}$
309	7 сверху	19,499	Журн. техн. физ., 19, 1199.
314	4 сверху	Hthesis	Thesis

Д. Б. Сподлинг „Основы теории горения“.