

Ю.В. Писанко

СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР

Москва 2011 г.

УДК 523; 533.9

Солнечный ветер.

Писанко Юрий Владимирович. Москва 2011 г.

Книга знакомит читателя с

Стр. 135, илл. 27, табл. 1, библи. 143.

© Институт прикладной геофизики имени академика Е.К. Фёдорова

Предисловие.

С момента появления в научном лексиконе термина «солнечный ветер» прошло уже более шестидесяти лет. С каждым годом лавинообразно увеличивалось число научных публикаций, относящихся к физике солнечного ветра. Профильные конференции с названием «Солнечный ветер» («Solar wind») проводятся регулярно раз в четыре года. Различные аспекты исследований солнечного ветра постоянно докладываются на основных геофизических и астрофизических международных форумах, а также на симпозиумах, посвящённых исследованиям околоземного космического пространства и межпланетной среды.

В предлагаемой вниманию читателя книге я постарался выбрать из всего многообразия проблем физики солнечного ветра и отобразить, по возможности, достаточно полно те, в исследовании которых довелось поучаствовать. Лишь в этом случае можно надеяться, что моя книга в чём-то дополнит уже написанные прекрасные монографии о солнечном ветре. Материал я стремился организовать так, чтобы намеренно ограниченное число освещённых в книге вопросов не помешало формированию представления о предмете в целом.

Я глубоко благодарен проф. И.С. Веселовскому, прочитавшему и отрецензировавшему рукопись этой книги. Большую помощь при написании книги оказали обсуждения с отечественными и зарубежными коллегами, слишком многими, чтобы всех их здесь перечислить; им всем я искренне признателен.

Глава 1 Однородный ветер

1.1 Пролог

«В окружающей нас природе трудно найти не катастрофическое явление, которое так поражало бы человеческое воображение, как солнечные затмения. Да и действительно, что может быть ужаснее гибели Солнца для человека, не понимающего, что это лишь временное и кажущееся явление? Представьте только себя на месте древнего человека. Вот начинает искажаться обычный круглый солнечный диск, как будто кто-то выгрызает его с правой стороны. Остаток его делается всё меньше и меньше и постепенно обращается в серповидную вырезку, обращённую остриями к западу, которая в свою очередь делается тонкой, как золотистая ниточка, едва освещающая посеревший день, и все тени кругом принимают по краям какой-то волокнистый вид. Но вот исчезла вдруг и эта золотистая нить, и вместо Солнца плывет среди внезапно наступившей ночи с кое-где сверкающими звёздочками, какое-то чёрное круглое пятно, окруженное как венцом, таинственным сияньем, в котором выбрасываются от центра к периферии потоки быстро меняющихся лучей (рис. 1)...



Рис.1. Солнечное затмение в провинции Ганьсу на северо-западе Китая (Reuters)

Среди испуганных не подготовленных людей одни с мольбами бросаются на колени и прижимаются лицами к земле, другие скрываются в домах и прячут головы в углах, думая, что пришёл конец всему существующему, и Солнца более не будет никогда...Но так продолжается не более 8 минут в экваториальных и не более 6 - в наших умеренных широтах. С правого края чёрного страшного пятна вырывается, как будто совсем внезапно новая золотистая ниточка, вся природа сразу освещается, и всё живое в ней приходит в радостное движение. Золотистая

ниточка делается всё толще и толще, она обращается в серп, как у новорождённой Луны, направленный остриями к востоку, и, наконец, весь солнечный диск появляется снова, как был прежде, после исчезновения на нём последней выемки на восточной стороне.» (*Н.А. Морозов, Христос, книга V*).

В древности солнечные затмения традиционно считались нехорошим предзнаменованием – в угасании Солнца среди бела дня древние видели проявление неведомых, сверхъестественных сил.

Описание затмения в тексте «Одиссеи» Гомера относится к кульминации этого эпоса - дню, когда женихи Пенелопы решили убить вернувшегося на Итаку Одиссея. Спас Одиссея сын предсказателя Палифейда Феоклимен, который испугал злоумышленников открывшимися ему недобрыми знамениями, включая и солнечное затмение (*Гомер, Одиссея, песнь двадцатая, стихи 351—357*):

«Вы, злополучные, горе вам! Горе! Невидимы стали
Головы ваши во мгле и невидимы ваши колена;
Слышен мне стон ваш, слезами обрызганы ваши ланиты.
Стены, я вижу, в крови; с потолочных бежит переключин
Кровь; привиденьями, в бездну Эреба бегущими, полны
Сени и двор, и на солнце небесное, вижу я, всходит
Страшная тень, и под ней вся земля покрывается мраком».

«История Пелопонесской войны» - книга, посвящённая причинам и ходу войны между Афинами и Спартой в V веке до н.э. Автор - афинский политик Фукидид сам был участником и очевидцем многих описанных событий. Во время войны затмения случались часто. Первое затмение, которое обычно называют «затмением Перикла», пришлось на лето первого года войны. Спустя 500 лет после описанных политическим противником Перикла Фукидидом событий, Плутарх посвятил этому затмению XXXV абзац главы «Перикл и Фабий Максим» в своих «Избранных жизнеописаниях». Перикл во главе военного флота был готов выйти в море, когда случилось затмение, наступила темнота и все перепугались. Видя ужас и полную растерянность кормчего, Перикл поднял свой плащ перед его глазами и, накрыв его, спросил, неужели в этом есть какое-нибудь несчастье или он считает это предзнаменованием какого-нибудь несчастья. Тот отвечал, что нет. «Так чем же то явление отличается от этого, - сказал Перикл, - как не тем, что предмет, который был причиной темноты, больше плаща?».

Закрывающим Солнце предметом размерами больше плаща адепт афинской демократической партии Перикл назвал Луну. Она в своём движении вокруг Земли время от времени оказывается между Землёй и Солнцем. Луна примерно в 400 раз ближе к Земле, чем Солнце, а её диаметр меньше диаметра Солнца тоже приблизительно в 400 раз. Поэтому видимые с Земли размеры Луны и Солнца почти одинаковы: лунный диск может полностью закрыть солнечный. Упавшая на Землю во время солнечного затмения тень от Луны имеет форму почти круглого пятна, поперечник которого не превышает 270 км. Лунная тень, двигаясь по Земле со скоростью 1 км/сек (т.е. быстрее ружейной пули), описывает узкую длинную полосу, на которой только и будет видно полное солнечное затмение. В день солнечного затмения 5 мая 1818 года в городе Трир в Германии родился Карл

Маркс. Это затмение нельзя было наблюдать в Германии, зато можно было видеть в России, а особенно хорошо - в Санкт-Петербурге.

Чудесное серебристо-жемчужное лучистое сияющее кольцо (рис.1), которое можно увидеть, когда чёрный диск Луны закрывает собой ослепительно яркую поверхность Солнца - это солнечная корона. В обычное время наблюдать её мешает яркий солнечный свет: интенсивность излучения солнечной короны в видимом свете – белой короны - по крайней мере в миллион раз меньше интенсивности излучения солнечного диска.

В излучении белой короны различают три составляющих. Первая – это К-корона (от немецкого слова *kontinuerlich* – непрерывный), т.е. солнечный свет, рассеянный по направлению к наблюдателю на свободных электронах короны. Вторая – это F-корона, т.е. солнечной свет, рассеянный на относительно тяжёлых твёрдых частицах межпланетной пыли, медленно движущихся между Землёй и Солнцем большей частью в плоскости эклиптики - так называемый «внутренний зодиакальный свет». Третья – это E-корона, т.е. излучение в спектральных линиях видимого света, испускаемое ионами коронального газа.

В 1942 году шведский исследователь Бенгт Эдлен [*Edlen, 1943*] обнаружил, что температура солнечной короны составляет примерно миллион градусов. Он отождествил несколько эмиссионных линий оптического спектра E-короны – зелёную (5303А), красную (6374А) и некоторые другие с линиями высокоионизованных атомов железа, никеля и кальция, лишённых от 9 до 14 электронов. Поскольку ионизация происходит при столкновении тяжёлого (а, значит, малоподвижного) иона с налетающими на него свободными электронами, то для успешной ионизации необходимо, чтобы температура налетающих электронов была не менее миллиона градусов.

Это открытие сразу поставило фундаментальный вопрос о том, как без нарушения второго начала термодинамики над «холодной» солнечной поверхностью (фотосферой), нагретой «лишь» до шести тысяч градусов, может появиться «горячая» корона с температурой в миллион градусов, если считать, что тепло идёт наружу из солнечного ядра (где должны протекать термоядерные реакции) и иметь в виду, что фотосфера расположена ближе к ядру, чем корона. Вопрос этот не закрыт по сей день.

При температурах порядка миллиона градусов основной газ солнечной атмосферы - водород почти полностью ионизован, поэтому следует ожидать, что корона представляет собой протонно-электронный газ с небольшой примесью ионов других химических элементов. Теплопроводность k протонно-электронного газа определяется, в основном, более подвижными электронами. Её можно записать в виде [*Спитцер, 1957*]:

$$k = k_0 T_e^{5/2}$$

где T_e – электронная температура, а слабая функция электронной концентрации и температуры k_0 примерно равна 8×10^{-7} эрг/(см сек $^{\circ}\text{K}^{7/2}$) для типичных условий в короне (при температуре порядка миллиона градусов и известном томсоновском сечении рассеяния фотонов на свободных электронах $6,6 \times 10^{-25}$ см² по наблюдаемой интенсивности и спаду свечения короны при удалении от лимба электронная

концентрация в основании короны оценивается величиной $\sim 3 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ со шкалой высот $\sim 0,1 R$, где R – радиус Солнца).

Предположим, что солнечная корона неподвижна. Для сферически симметричной статичной короны уравнение теплопроводности в отсутствие любых источников и стоков тепла имеет вид [Chapman, 1957]:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 k_0 T_e^{5/2} \frac{dT_e}{dr} \right) = 0$$

где r – гелиоцентрическое расстояние. Решение этого уравнения, удовлетворяющее условию $T \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$, имеет вид:

$$T_e = T_{e0} \left(\frac{r_0}{r} \right)^{2/7} \quad (1.1.1)$$

где $T_{e0} = 10^6 \text{ °K}$ для $r_0 = 1,0575 R$.

В состоянии гидростатического равновесия гравитация уравновешивается градиентом давления коронального газа:

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{GM_s \rho}{r^2} \quad (1.1.2)$$

где P – давление и ρ – массовая плотность коронального газа, G – гравитационная постоянная, M_s – масса Солнца. Электронейтральность корональной плазмы подразумевает равенство электронной и протонной концентраций на масштабах больших дебаевского радиуса, поэтому

$$\rho = n(m_e + m_p) \cong nm_p$$

где n – электронная концентрация, m_e и m_p – массы электрона и протона соответственно. Если считать протонную температуру равной электронной, то давление запишется в виде:

$$P = 2n\kappa T \quad (1.1.3)$$

где κ – постоянная Больцмана. Подставляя решение (1.1.1) для температуры в уравнение гидростатического равновесия (1.1.2), получим уравнение на концентрацию:

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{n}{r^{2/7}} \right) = - \frac{GM_s m_p}{2\kappa T_0 r_0^{2/7}} \frac{n}{r^2},$$

решение которого имеет вид:

$$n(r) = n_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{2/7} \exp \left\{ \frac{7}{5} \frac{GM_s m_p}{2\kappa T_0 r_0} \left[\left(\frac{r_0}{r} \right)^{5/7} - 1 \right] \right\} \quad (1.1.4)$$

где $n_0 = n(r_0)$.

Зависимость давления от гелиоцентрического расстояния получается комбинацией формул (1.1.1), (1.1.3) и (1.1.4):

$$P(r) = P_0 \exp \left\{ \frac{7}{5} \frac{GM_s m_p}{2\kappa T_0 r_0} \left[\left(\frac{r_0}{r} \right)^{5/7} - 1 \right] \right\} \quad (1.1.5)$$

где $P_0 = 2n_0\kappa T_0$. Из (1.1.5) видно, что с ростом гелиоцентрического расстояния давление монотонно падает и при $r \rightarrow \infty$ приближается к своему асимптотическому значению:

$$P_\infty = P_0 \exp \left(- \frac{7}{5} \frac{GM_s m_p}{2\kappa T_0 r_0} \right)$$

Для наблюдаемых корональных температур и плотностей модель Чепмена даёт давление P_∞ около 10^{-5} дин/см² на больших гелиоцентрических расстояниях в межзвёздной среде. Физические условия там известны плохо, но принято считать, что суммарное давление галактического магнитного поля, межзвёздного газа и космических лучей составляет от 10^{-12} до 10^{-13} дин/см². Поскольку расхождение давлений достигает семи-восьми порядков величины, предположение о статичной неподвижной короне оказывается необоснованным.

В тридцатых и в начале сороковых годов физика в Германии попала под жёсткий идеологический пресс. Национал-социалистические идеологи объявили австрийского инженера Ганса Гёрбингера «создателем истинно арийской физики» и «Коперником XX века», а его доктрину космического льда - официальной доктриной нацизма в области физических наук; к доктрине присоединился Ленард, открывший вместе с Рентгеном рентгеновские лучи, и Штарк - мировой авторитет в области спектроскопии. Доктрина утверждала, что эволюция солнечной системы есть результат постоянной борьбы двух начал - огня и льда. Материальный носитель огня - Солнце, материальный носитель льда - движущиеся по сужающимся спиральным орбитам вокруг Солнца планеты-гиганты, а также кометы и другие объекты пояса Койпера. «Меня осенило открытие, - писал Гёрбингер, - когда, будучи молодым инженером, я наблюдал, как расплавленная сталь пролилась на мокрую и покрытую снегом землю: земля взорвалась с некоторым опозданием и с большой силой.» Согласно этой доктрине изначально в пространстве существовала огромная раскалённая сверхзвезда (во много раз больше и горячее Солнца). В какой-то момент она столкнулась с гигантской планетой, целиком состоящей из льда. Лед проник глубоко под поверхность сверхзвезды и образовал там ледяное ядро. Это ядро медленно таяло и, в конце концов, скопившийся в результате таяния водяной пар вызвал мощный взрыв -

сверхзвезда разлетелась на осколки, которые стали кометами, планетами, астероидами, остаток сверхзвезды превратился в Солнце и именно так образовалась солнечная система. Помимо «решения» космогонических проблем доктрина претендовала на объяснение четырёх земных геологических эпох, трактовку палеонтологии и всей истории человечества, а также на обоснование расовой теории. Немецкие учёные протестовали, пытаясь доказывать нелепость теории Гёрбингера. После назначения Гитлера канцлером протесты ослабели, однако ортодоксальную астрономию всё ещё разрешалось преподавать в университетах Германии, и доктрина космического льда не запрещала исследование комет.



Рис. 2 Комета Лулинь (www.cosmos.ucoz.ru)

На основе наблюдений кометы Whipple-Fedke в 1942 году немецкий астроном Пауль Ахнерт [*Ahnert, 1943*] приписал антисолнечную ориентацию кометных хвостов постоянно существующему корпускулярному излучению Солнца. В 1943 году фон Хоффмейстер [*Hoffmeister, 1943*] опубликовал результаты исследования ориентации ионизованных хвостов комет (пример фотографии хвоста кометы - на рис.2). На одном из графиков Хоффмейстера показано изменение тангенса угла ϵ между осью хвоста и продолжением направления на Солнце в зависимости от перпендикулярной этому направлению составляющей скорости кометы V_{\perp} . Точки на графике - почти на прямой линии. Ориентация хвоста кометы определяется относительными направлениями и значениями скоростей корпускулярного излучения, распространяющегося от Солнца в радиальном направлении, и кометы, движущейся вокруг Солнца по своей орбите, причём прямая, отображающая зависимость между $\tan \epsilon$ и V_{\perp} , должна иметь наклон примерно равный радиальной скорости солнечного корпускулярного излучения.

Грубая оценка этой величины, сделанная по графику Хоффмейстера, даёт значение ~ 400 км/сек.

В 1951-57 годах свои результаты по изучению ионизованных хвостов комет опубликовал Бирман [*Biermann, 1951, 1953, 1957*]. Он исследовал проблему ускорения в ионизованных хвостах облаков газа (главным образом CO^+). Скорость и ускорение облака определялись из последовательности фотоснимков хвоста кометы, отображающей движение облака вдоль хвоста. Были обнаружены ускорения под действием сил отталкивания, примерно в сто раз превышающих местную силу солнечного притяжения. Такие ускорения трудно объяснить давлением солнечного света - для этого световому давлению не хватает нескольких порядков величины. Обнаруженное ускорение Бирман приписал передаче облаку в хвосте кометы импульса солнечного корпускулярного излучения, а в 1957 году он предположил, что Солнце испускает корпускулярное излучение непрерывно и во всех направлениях.

Справедливости ради следует заметить, что ещё в начале XX века Кристиан Биркеланд высказывал догадку о непрерывном облучении Земли солнечным веществом [*Birkeland, 1908, 1913, 1916*], а Сванте Аррениус предполагал, что световое давление «гонит» заряженные частицы прочь от Солнца [*Arrhenius, 1904*].

В 1955 году советские астрофизики С.К.Всехсвятский, Г.М.Никольский, Е.А.Пономарев и В.И.Чередниченко показали [*Всехсвятский и др., 1955*], что должен существовать направленный от Солнца поток вещества. Величина этого потока была оценена из следующих соображений: если бы корона находилась в гидростатическом равновесии, то высоты однородной атмосферы для водорода и железа относились бы как 56/1, т.е. ионы железа должны наблюдаться только в основании короны. Однако железо светится во всей короне, причем FeXIV наблюдается в более высоких слоях, чем FeX , хотя кинетическая температура там ниже. Силой, поддерживающей ионы во «взвешенном» состоянии, может быть импульс, передаваемый ионам железа при их столкновениях с восходящим потоком протонов. Отсюда можно найти поток протонов. В 1955 году в это никто не поверил, а зря - оценки величины потока, которые дали авторы, неплохо совпали с более поздними данными прямых измерений потока протонов солнечного ветра с борта космических аппаратов (КА).

1.2 Солнечный ветер Паркера

Шведский инженер Карл Густав Патрик де Лаваль был французом по происхождению. Ещё в XVI веке его предки бежали из Франции в Швецию, спасаясь от религиозных преследований. В 1872 году сразу после окончания университета в Уппсале Лаваль защитил докторскую диссертацию. В 1877 году он изобрёл центробежный сепаратор - «машину для снятия сливок». Принцип работы устройства прост. Ёмкость с молоком должна вращаться со скоростью более 100 оборотов в секунду. Центробежная сила будет отбрасывать к стенкам ёмкости воду, а более лёгкий жир соберётся в центре. В результате сливки и обезжиренное (снятое) молоко разделяются. Но как получить нужную скорость вращения? В поисках ответа на этот вопрос Лаваль изобрёл паровую турбину – колесо с

лопастями. Струя пара, образующегося в котле, вырывается из трубы (сопла), давит на лопасти и раскучивает колесо. Экспериментируя с разными трубами, он придумал сопло, которое впоследствии стали называть соплом Лавалья - два последовательно соединённых конуса - сужающийся и расширяющийся. В 1887 году Лаваль и Оскар Ламм младший основали фирму «АБ Сепаратор», ставшую предшественницей нынешней компании «Альфа Лаваль» - одной из старейших фирм на российском рынке, чьё представительство в Санкт-Петербурге открылось в 1905 году. В 1889 году турбина Лавалья была построена, а сопло Лавалья запатентовано и стало впоследствии неотъемлемым элементом большинства конструкций ракетных двигателей.

Для приближённых расчётов газовых потоков по трубам часто используют одномерную стационарную модель. Скорость течения в данном сечении считают направленной вдоль оси трубы, а величины скорости V , давления P , плотности ρ и площади сечения трубы S – зависящими только от расстояния x от начала трубы. Закон изменения площади сечения трубы $S(x)$ предполагается известным.

Из уравнения Эйлера

$$V \frac{dV}{dx} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dx}$$

и уравнения непрерывности

$$\rho VS = const$$

легко получить дифференциальное соотношение между изменениями скорости и площади сечения трубы. Преобразуем уравнение Эйлера к виду:

$$VdV = -\frac{dP}{\rho} = -\frac{dP}{d\rho} \frac{d\rho}{\rho} = -V_s^2 \frac{d\rho}{\rho}$$

где V_s^2 – квадрат скорости звука. Возьмём от обеих частей уравнения непрерывности логарифмический дифференциал:

$$\frac{d\rho}{\rho} = -\frac{dV}{V} - \frac{dS}{S}$$

Подставляя последнее соотношение в правую часть предыдущего уравнения, имеем:

$$(V^2 - V_s^2) \frac{dV}{V} = V_s^2 \frac{dS}{S}$$

или, деля обе части на V_s^2 ,

$$(M^2 - 1) \frac{dV}{V} = \frac{dS}{S} \quad (1.2.1)$$

где M – число Маха. Из полученного уравнения Гюгонио (1.2.1) [Hugoniot, 1886] можно видеть, что:

- Если $M < 1$, то знак dV противоположен знаку dS , т.е. при дозвуковом течении газа с возрастанием площади сечения трубы скорость течения уменьшается и, наоборот, при уменьшении сечения – скорость увеличивается.
- Если $M > 1$, то знаки dV и dS одинаковы, т.е. при сверхзвуковом течении газа в сужающейся трубе течение замедляется, в расширяющейся трубе – ускоряется. Плотность расширяющегося со сверхзвуковой скоростью газа уменьшается настолько сильно, что произведение ρS в уравнении непрерывности уменьшается, несмотря на увеличение площади S . Это и приводит к возрастанию скорости.
- Если $M = 1$, то $dS = 0$ и сечение трубы будет критическим. Условие $dS = 0$ совпадает с необходимым условием экстремума площади сечения. Легко сообразить, что критическое сечение будет минимальным, так как при подходе к максимальному сечению дозвуковой поток замедляется, а сверхзвуковой – ускоряется, что никак не может привести к течению со скоростью звука ($M = 1$) в критическом сечении.
- Если $dS = 0$ и сечение экстремально (максимально или минимально), то либо $M = 1$ и, следовательно, это сечение критическое, либо $M \neq 1$ и $dV = 0$. В последнем случае, каково бы ни было течение – дозвуковое или сверхзвуковое, скорость в экстремальном сечении принимает также экстремальное значение: при дозвуковом течении газа – минимальное в максимальном сечении и максимальное в минимальном сечении, при сверхзвуковом течении, наоборот, в максимальном сечении скорость максимальна, а в минимальном – минимальна.

Если M_1 , P_1 и S_1 – это число Маха, давление и площадь сечения в фиксированном месте трубы, то закон изменения давления изэнтропического течения вдоль трубы переменного сечения в параметрической форме записывается в виде [Лойцянский, 1973]:

$$\frac{S}{S_1} = \frac{M_1}{M} \left(\frac{1 + \frac{\eta - 1}{2} M^2}{1 + \frac{\eta - 1}{2} M_1^2} \right)^{(\eta + 1) / [2(\eta - 1)]} \quad (1.2.2)$$

$$\frac{P}{P_1} = \left(\frac{1 + \frac{\eta - 1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\eta - 1}{2} M^2} \right)^{\eta / (\eta - 1)} \quad (1.2.3)$$

где $\eta = C_p/C_v$ – отношение теплоёмкостей при постоянном давлении и при постоянном объёме. Задаваясь функцией $S(x)$, сначала определяют по формуле (1.2.2) $M(x)$, а затем по формуле (1.2.3) – $P(x)$.

Рассмотрим изэнтропическое истечение газа из резервуара (котла) очень большой вместимости в камеру с заданным противодавлением через сопло Лавала, которое имеет начальную суживающуюся (конфузорную) и выходную расширяющуюся (диффузорную) части. В таком сопле скорость, достигнув своего критического значения в сечении, отделяющем конфузорную часть от диффузорной, при дальнейшем расширении газа в диффузорной части сопла может стать сверхзвуковой в случае правильного выбора величины противодавления. Полагая $M_1=1$, а S_1 – площадью критического (минимального) сечения сопла, по формулам (1.2.2) и (1.2.3) нетрудно рассчитать давление на выходе конфузора при $M>1$. Если противодавление в камере окажется равным этому рассчитанному давлению, то скорость на выходе конфузора будет сверхзвуковой. Подчеркнём, что полностью дозвуковых режимов истечений из сопла Лавала заданной формы существует бесконечное множество, в то время как сверхзвуковое истечение единственно и может осуществляться только при одном значении противодавления. Сверхзвуковая скорость на выходе сопла Лавала может подбором формы и длины сопла быть сделана тем больше, чем меньше противодавление в камере. Можно представить себе мысленно сопло Лавала идеальной формы, которое будет ускорять газ до сверхзвуковых скоростей при нулевом противодавлении.

В 1958 году молодой американский астрофизик Юджин Паркер был знаком как с гипотезой Бирмана о постоянном оттоке вещества солнечной короны в межпланетное пространство, так и с расчётом Чепмена, согласно которому противодавления межзвёздной среды недостаточно для удержания солнечной короны в неподвижности. Классические результаты исследования течений газа в сопле Лавала прямо указывали на возможность существования сверхзвукового истечения газа при исчезающе малом противодавлении в камере – межзвёздной среде. Всё это наводило на мысль о том, что сверхзвуковое истечение коронального газа в межпланетное пространство является естественным следствием высокой температуры короны. Чтобы показать это Паркер [Parker, 1958] предложил первую гидродинамическую модель стационарной короны, отказавшись от представления о короне как об атмосфере, находящейся в состоянии гидростатического равновесия.

Отвлекаясь для простоты от факта вращения Солнца, Паркер также ввёл упрощающее предположение о том, что давление и плотность связаны политропным законом. Фундаментальные особенности паркеровской модели легче всего понять на примере частного случая политропной короны, а именно – короны изотермической. Уравнение состояния в этом случае имеет вид:

$$P = 2nkT$$

Уравнение непрерывности и движения записываются в виде:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 n V) = 0$$

$$n m_p V \frac{dV}{dr} = -2\kappa T \frac{dn}{dr} - n m_p \frac{GM_s}{r^2}$$

Исключая концентрацию n из этих уравнений можно получить уравнение для определения скорости течения:

$$\frac{1}{V} \frac{dV}{dr} \left(V^2 - \frac{2\kappa T}{m_p} \right) = \frac{4\kappa T}{m_p r} - \frac{GM_s}{r^2} \quad (1.2.4)$$

Если ввести гелиоцентрическое расстояние до паркеровской критической точки $r_c = GM_s m_p / (4\kappa T)$, паркеровскую критическую скорость $V_c^2 = 2\kappa T / m_p$ и число Маха $M = V / V_c$, то после преобразований последнее уравнение переписется в виде:

$$\frac{1}{V} \frac{dV}{dr} (M^2 - 1) = 2 \frac{d}{dr} \left(\ln r + \frac{r_c}{r} \right)$$

Умножая обе части последнего уравнения на dr , получаем уравнение, левая часть которого полностью совпадает с уравнением Гюгонио (1.2.1) для сопла Лавалья:

$$(M^2 - 1) \frac{dV}{V} = 2d \left(\frac{r_c}{r} + \ln r \right) \quad (1.2.5)$$

Функция $f(r) = \ln r + r_c/r$ является убывающей ($df < 0$) до прохождения точки $r = r_c$, в которой $df/dr = 0$, и возрастающей ($df > 0$) после прохождения этой точки. Следовательно, решения уравнения (1.2.5) с постоянно возрастающей с удалением от Солнца ($dV > 0$) положительной ($V > 0$) скоростью возможны, если при $r < r_c$ течение является «дозвуковым» ($M < 1$), а при $r > r_c$ – «сверхзвуковым» ($M > 1$). Подобно существованию единственного сверхзвукового истечения из сопла Лавалья заданной формы, существует единственное изотермическое истечение коронального газа в межпланетное пространство (единственное решение уравнения (1.2.4)) «дозвуковое» на малых гелиоцентрических расстояниях и «сверхзвуковое» - на больших. Вид этого решения определяется в рассматриваемом частном случае единственным параметром – значением температуры короны. При температуре короны в миллион градусов скорость изотермического солнечного ветра Паркера на орбите Земли составляет немногим более 450 км/сек, что, учитывая грубость модели, неплохо согласуется с графиком Хоффмейстера [*Hoffmeister, 1943*]. Основной физический процесс, действующий как в сопле Лавалья, так и в солнечном ветре Паркера - это превращение хаотических тепловых движений в движения направленные. В случае солнечного ветра гравитационное поле Солнца ограничивает в пространстве горячую плазму, создаёт аналог критического сечения сопла и допускает дальнейшее ускорение течения до «сверхзвуковых» скоростей. В сопле же роль этого ограничителя выполняют стенки профиля самого сопла.

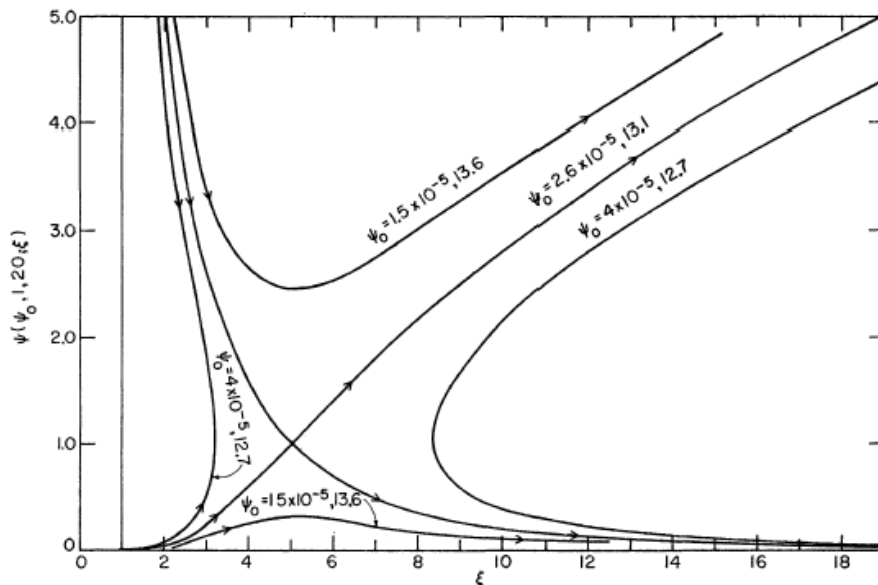


Рис.3. Интегральные кривые модели солнечного ветра [Parker, 1960].

Общая топология интегральных кривых уравнения (1.2.4) показана на рис.3. Из рис.3 видно, что существует шесть различных классов интегральных кривых уравнения (1.2.4). Первый класс – это семейство интегральных кривых, для которых с ростом гелиоцентрического расстояния «дозвуковая» скорость возрастает на гелиоцентрических расстояниях $r < r_c$, достигает своего максимального значения $V_{max} < V_c$ при $r = r_c$ и убывает с ростом гелиоцентрического расстояния на гелиоцентрических расстояниях $r > r_c$. Второй класс – это единственное решение, для которого скорость монотонно возрастает с ростом гелиоцентрического расстояния, причём $V(r_c) = V_c$. Третий класс – это единственное решение, для которого скорость монотонно убывает от «сверхзвуковых» скоростей на малых гелиоцентрических расстояниях до «дозвуковых» - на больших, причём $V(r_c) = V_c$. Четвёртый класс – это семейство интегральных кривых, для которых «сверхзвуковая» скорость с ростом гелиоцентрического расстояния убывает на гелиоцентрических расстояниях $r < r_c$, достигает своего минимального значения $V_{min} > V_c$ при $r = r_c$ и возрастает с ростом гелиоцентрического расстояния на гелиоцентрических расстояниях $r > r_c$. Наконец, семейства интегральных кривых пятого и шестого классов двузначны и не заполняют всего интервала гелиоцентрических расстояний между $r = R$ и $r = \infty$.

Пятый и шестой классы интегральных кривых не имеют физического смысла. Четвёртый класс интегральных кривых, описывающих полностью «сверхзвуковые» течения как на малых, так и на больших гелиоцентрических расстояниях, по-видимому, не представляет физического интереса применительно к солнечной короне. Что касается третьего класса, то переписав уравнение (1.2.4) в виде:

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{V^2}{V_c^2} - \ln V^2 \right) = 4 \frac{d}{dr} \left(\ln r + \frac{r}{r_c} \right)$$

легко заметить, что в этом уравнении фигурирует только квадрат скорости течения. Последнее означает, что уравнение изотермической модели Паркера не изменяется при изменении знака скорости на противоположный, т.е. может описывать как изотермическое истечение коронального газа в межпланетное пространство, так и изотермическую аккрецию межпланетного газа на поверхность Солнца. Именно эту возможность реализует решение третьего класса.

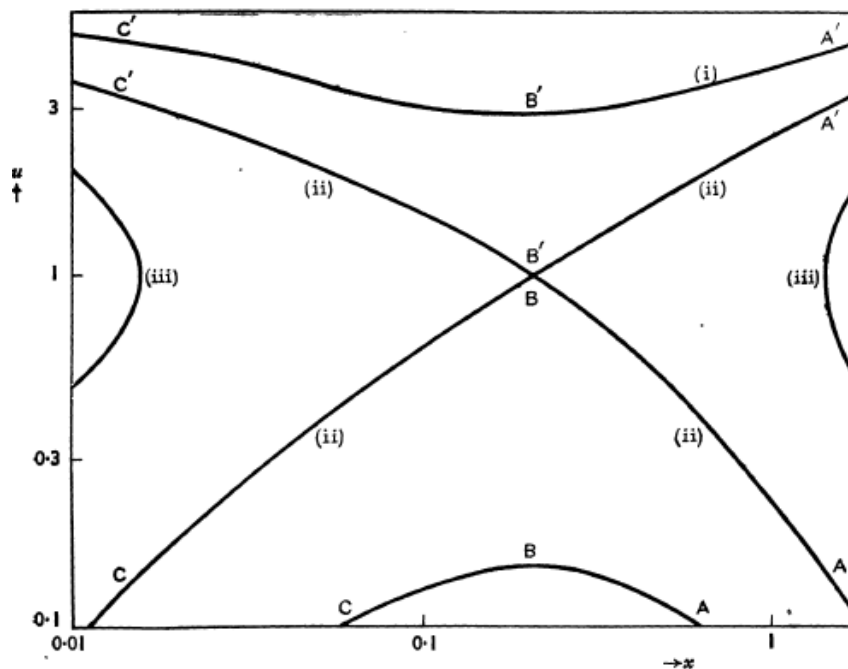


Рис.4. Интегральные кривые модели аккреции [Bondi, 1952]

На рис.4 представлена общая топология интегральных кривых, описывающих так называемую аккрецию Бонди [Bondi, 1952], т.е. аккрецию политропного газа в центральном поле тяжести звезды. Сходство портретов интегральных кривых на рис.3 и рис.4 очевидно. Странно, что Бонди не использовал построенный им применительно к аккреции математический аппарат для описания трансзвукового истечения коронального газа в межпланетное пространство. В сущности, с математической точки зрения Паркер, спустя семь лет, повторил построение Бонди.

1.3 Солнечный бриз Чемберлена

Несмотря на хорошее согласие с данными наблюдений кометных хвостов, модель солнечного ветра Паркера не сразу завоевала всеобщее признание. Его статью,

посланную в *Astrophysical Journal* в 1958 году, забраковали два рецензента и только благодаря редактору, Субраманьяну Чандрасекару (лауреату Нобелевской премии по физике за 1983 год), её удалось напечатать в этом журнале.

Как было отмечено в предыдущем параграфе, единственное решение второго класса, описывающее изотермический солнечный ветер Паркера, согласуется с требованием малости противодавления в межзвёздной среде (в пределе, нулевого противодавления). Однако, и семейство всюду «дозвуковых» решений первого класса, для которых скорость изотермического течения стремится к нулю на бесконечности, также согласуется с требованием малости давления газа на больших гелиоцентрических расстояниях (в пределе, очень малого, но конечного противодавления). Это означает, что только на основе требования малости противодавления межзвёздной среды невозможно выбрать между решениями первого и второго классов.

Одним из слабых мест построения Паркера является предположение о политропном характере течения, т.е. достаточно произвольное задание зависимости температуры короны от гелиоцентрического расстояния, тогда как для определения этой зависимости имеется уравнение притока тепла. Эту брешь в построении Паркера и попытался закрыть Чемберлен [*Chamberlain, 1961*]. Его модель опирается на совместное решение трёх уравнений – уравнения непрерывности, уравнения движения и уравнения притока тепла:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 nV) &= 0, \\ nm_p V \frac{dV}{dr} &= -2\kappa \frac{dnT}{dr} - nm_p \frac{GM_s}{r^2}, \\ \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(k_0 T^{5/2} r^2 \frac{dT}{dr} \right) &= -2\kappa TV \frac{dn}{dr} + 3\kappa nV \frac{dT}{dr} \end{aligned} \quad (1.3.1)$$

В уравнении (1.3.1) содержится предположение о том, что поток энергии поступает в объём только под действием механизма теплопроводности, а лучистые потери в расчёт не принимаются. Тем самым предполагается, что нагревание короны происходит только в тонком слое у её основания. Первый интеграл уравнения (1.3.1)

$$4\pi \left[nm_p V r^2 \left(\frac{V^2}{2} + \frac{5}{2} \frac{2\kappa T}{m_p} - \frac{GM_s}{r} \right) - r^2 k_0 T^{5/2} \frac{dT}{dr} \right] = F$$

просто констатирует тот факт, что полный поток энергии через любую сферическую поверхность, симметричную относительно центра Солнца, имеет постоянное значение F . Утверждая, что этот поток энергии, по существу равный кинетической энергии потока газа на бесконечности (при $r \rightarrow \infty$), должен равняться нулю, Чемберлен получил численные решения трёх вышеуказанных уравнений для скорости течения V в случае $F=0$. Эти решения очень похожи на семейство всюду «дозвуковых» решений первого класса модели Паркера. Согласно расчёту

Чемберлена скорость течения на орбите Земли составляет ~ 20 км/сек. Поэтому он утверждал, что истечение короны в межпланетное пространство больше напоминает слабый «дозвуковой» солнечный бриз, чем сильный «сверхзвуковой» солнечный ветер. Однако, в отличие от семейства изотермических решений первого класса модели Паркера, у которых давление на бесконечности хоть и исчезающе мало, но всё же конечно, у решения Чемберлена не только скорость течения, но и давление на бесконечности равно нулю.

Вопросы, касающиеся выбора между концепцией солнечного ветра Паркера и концепцией солнечного бриза Чемберлена, были темой довольно оживлённой полемики. Выбор удалось сделать только после проведения прямых измерений параметров межпланетной плазмы. Первые такие измерения были выполнены с борта советских КА, запущенных между 1959 и 1961 годами. На КА «Луна-2», «Луна-3» и «Венера-2» были установлены плазменные ловушки с одной замедляющей сеткой. Согласно этим измерениям, плотность потока положительных ионов с энергиями свыше 50 эВ на единицу заряда составляла несколько единиц на $10^8 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ [Грингауз и др, 1960, 1967; Gringauz, 1961]. Американской КА «Explorer-10», запущенный в 1961 году, имел на борту плазменные ловушки, способные измерять потоки положительных ионов с несколькими пороговыми энергиями на единицу заряда. В этих измерениях плотность потока также составляла $(1-2) \times 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ [Bonetti et al., 1963], скорость – около 280 км/сек, а протонная температура - $(3-8) \times 10^5 \text{ К}$ [Scherb, 1964]. Хотя прямые измерения регистрировали поток плазмы, близкий к ожидаемому для солнечного ветра Паркера, и советские и американские наблюдения перекрывали лишь короткие временные интервалы. Сомнения относительно существования солнечного ветра Паркера окончательно рассеяли три месяца прямых почти непрерывных измерений межпланетной плазмы с борта КА «Mariner-2», запущенного к Венере в конце 1962 года. Система электростатических анализаторов, установленная на этом КА, позволяла определять протонную концентрацию и скорость потока. Средняя протонная концентрация оказалась равной $5,4 \text{ см}^{-3}$, а средняя скорость – 504 км/сек [Neugebauer, Snyder, 1966]. Итак, выбор в пользу солнечного ветра Паркера был сделан экспериментальным путём.

1.4 Солнечный ветер при отводе тепла из короны рентгеновским излучением

Уже при первых сравнениях расчётов по модели Паркера с результатами прямых измерений солнечного ветра с борта КА обозначилась так называемая проблема плотности, которая остаётся актуальной до сих пор. Она сводится к тому, что теория даёт завышенную плотность плазмы в межпланетном пространстве, если принять плотность в основании короны в соответствии с наблюдениями томсоновского рассеяния солнечного света на корональных электронах.

Вследствие высокой температуры и высокой степени ионизации коронального газа большая часть его излучения приходится на высокоэнергичные области спектра – рентгеновскую и далёкую ультрафиолетовую, и это излучение является одним из основных механизмов отвода тепла из короны [Гибсон, 1977].

При температурах коронального газа около миллиона градусов существенны тепловое тормозное и рекомбинационное излучения [Арцимович, 1966].

Ниже рассмотрена модификация паркерской модели солнечного ветра путём учёта потерь энергии на тепловое тормозное и рекомбинационное излучения [Писанко, 2005].

Вслед за Паркером [Parker, 1958] считаем, что Солнце не вращается, а стационарное состояние сферически симметричной короны описываем тремя уравнениями:

$$nVr^2 = C(215R)^2 \quad (1.4.1)$$

$$nm_p V \frac{dV}{dr} = -2\kappa \frac{dnT}{dr} - nm_p \frac{GM_s}{r^2} \quad (1.4.2)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(k_0 T^{5/2} r^2 \frac{dT}{dr} \right) - k_1 n^2 \sqrt{T} - k_2 \frac{n^2}{\sqrt{T}} = -2\kappa TV \frac{dn}{dr} + 3\kappa nV \frac{dT}{dr} \quad (1.4.3)$$

где $k_1=1.5 \times 10^{-27}$ эрг/(см² сек °К^{1/2}), $k_2=6 \times 10^{-22}$ эрг/(см² сек °К^{1/2}), C – поток массы солнечного ветра на орбите Земли.

Уравнения (1.4.1) и (1.4.2) – это уравнения модели Паркера [Parker, 1958]. Основа уравнения (1.4.3) была предложена Чемберленом [Chamberlain, 1961] для описания солнечного бриза. В левую часть этого уравнения добавлены ещё два слагаемых. Первое из них ($k_1 n^2 T^{1/2}$) описывает потери энергии на тепловое тормозное излучение, а второе ($k_2 n^2 T^{-1/2}$) – на рекомбинационное излучение [Арцимович, 1966].

В качестве внутренней границы выберем внешнюю границу фотосферы – область температурного минимума:

$$\begin{aligned} \left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=R} &= 0, \\ T|_{r=R} &= T_0, \\ n|_{r=R} &= n_0 \end{aligned} \quad (1.4.4)$$

где T_0 – температура в области температурного минимума, n_0 – концентрация плазмы в области температурного минимума.

Перейдём к безразмерным переменным, выбирая в качестве единицы измерения гелиоцентрического расстояния шкалу высот в области температурного минимума $H = \kappa T_0 R^2 (GM_s m_p)^{-1}$, концентрации – n_0 , температуры – T_0 и скорости $(2\kappa T_0 / m_p)^{1/2}$. Если ввести новую независимую переменную $y = 1 - \alpha r^{-1}$, где $\alpha = R/H$, так что $y=0$ при $r=\alpha$ и $y=1$ при $r=\infty$, и исключить концентрацию с помощью уравнения (1.4.1), то после алгебраических преобразований получим:

$$\frac{dV^2}{dy} = \frac{V^2}{V^2 - T} \left(\frac{4T}{1-y} - 2 \frac{dT}{dy} - \alpha \right) \quad (1.4.5)$$

$$\frac{d^2T}{dy^2} = \beta \left(1 + \frac{\varepsilon}{T}\right) \times \left(\frac{\delta}{\alpha TV}\right)^2 + \frac{\gamma\delta}{\alpha T^{3/2}} \left(\frac{4}{1-y} + \frac{1}{V^2} \frac{dV^2}{dy} + \frac{3}{T} \frac{dT}{dy}\right) - \frac{5}{2} \frac{1}{T} \left(\frac{dT}{dy}\right)^2 \quad (1.4.6)$$

$$T|_{y=0} = 1 \quad (1.4.7)$$

$$\left.\frac{dT}{dy}\right|_{y=0} = 0 \quad (1.4.8)$$

$$V|_{y=0} = \frac{\delta}{\alpha^2} \quad (1.4.9)$$

где $\beta = n_0^2 H^2 k_1 T_0^{-3} k_0^{-1}$, $\gamma = n_0 H \kappa^{3/2} 2^{1/2} m_p^{-1/2} T_0^{-2} k_0^{-1}$, $\delta = C(215\alpha)^2 H^2 m_p^{1/2} n_0^{-1} (2\kappa T_0)^{-1/2}$, $\varepsilon = k_2(k_1 T_0)^{-1}$ – безразмерные параметры. Граничное условие на скорость (1.4.9) получено из уравнения (1.4.1) с учётом граничного условия на концентрацию (1.4.4).

Как и модель Паркера [Parker, 1958] система (1.4.5)-(1.4.9) имеет особую (критическую) точку при $V^2 = T$. Для того чтобы обеспечить ограниченность первой производной квадрата скорости (и соответственно второй производной температуры) в особой точке необходимо потребовать выполнения условия:

$$\frac{4T}{1-y} - 2 \frac{dT}{dy} - \alpha = 0 \quad (1.4.10)$$

интегрирование которого даёт асимптотику температуры вблизи особой точки:

$$T(y) = T_1 \left(\frac{1-y_1}{1-y}\right)^2 + \frac{\alpha}{2} (y_1 - y) \frac{1 - y_1 - y + (1/3)(y_1^2 + y y_1 + y^2)}{(1-y)^2} \quad (1.4.11)$$

где $T_1 = T(y_1)$ – температура в ближайшей окрестности особой точки. Значение dV^2/dy в особой точке определяется правилом Лопиталя:

$$\frac{dV^2}{dy} = T \frac{\frac{4}{1-y} \frac{dT}{dy} + \frac{4T}{(1-y)^2} - 2 \frac{d^2T}{dy^2}}{\frac{dV^2}{dy} - \frac{dT}{dy}}$$

Поэтому, учитывая, что в особой точке согласно (1.4.10)

$$\frac{dT}{dy} = \frac{\alpha}{2} - \frac{2T}{1-y}$$

и, следовательно,

$$\frac{d^2T}{dy^2} = \frac{6T}{(1-y)^2} - \frac{\alpha}{1-y}$$

для определения $U=dV^2/du$ в особой точке имеем квадратное уравнение

$$U^2 - \left(\frac{\alpha}{2} - \frac{2T}{1-y} \right) U - \frac{4}{1-y} \left(\alpha - \frac{4T}{1-y} \right) = 0$$

решение которого

$$U \equiv \frac{dV^2}{dy} = \frac{\alpha}{4} - \frac{T}{1-y} + \sqrt{\left(\frac{\alpha}{4} - \frac{T}{1-y} \right)^2 + \frac{4}{1-y} \left(\alpha - \frac{4T}{1-y} \right)} \quad (1.4.12)$$

даёт асимптотику, обеспечивающую возрастание скорости при переходе через особую точку.

Система (1.4.5)-(1.4.9) была проинтегрирована численно на равномерной сетке (10^7 узлов на сегменте $y \in [0,1]$) при значениях параметров $T_0=4170$ °К [Гибсон, 1977] и $C=3.8 \times 10^8$ см²сек⁻¹ [Фельдман и др., 1980]. Величина C вычислена по данным прямых измерений потока массы солнечного ветра на орбите Земли с борта КА IMP-6-IMP-8 как среднее значение за три с половиной года. Параметр n_0 подбирался исходя из двух условий. Во-первых, интегральная кривая для скорости солнечного ветра должна проходить через особую точку. Ближайшая окрестность особой точки определялась из условия $|V^2-T/T| < 10^{-5}$. Температура в окрестности особой точки вычислялась по формуле (1.4.11), а скорость – по формуле (1.4.12). Во-вторых, вычисленные на орбите Земли значения скорости и температуры солнечного ветра должны быть как можно ближе к средним значениям $\langle V \rangle = 468$ км/сек, $\langle T_e \rangle = 1.4 \times 10^5$ °К, $\langle T_p \rangle = 1.2 \times 10^5$ °К, определённым [Фельдман и др., 1980] по тем же экспериментальным данным, что были использованы при задании величины потока массы. Ниже приведены результаты расчёта при $n_0 = 0.85133 \times 10^{11}$ см⁻³. Рассчитанные на орбите Земли температура и скорость солнечного ветра оказались в этом случае соответственно $T = 1.601 \times 10^5$ °К, $V = 511.856$ км/сек.

На рис.5 показаны рассчитанные зависимости скорости и температуры солнечного ветра от гелиоцентрического расстояния. Скорость монотонно возрастает с удалением от Солнца. Температура резко (на два порядка) возрастает от фотосферы к основанию короны, достигает своего максимального значения (1.8×10^6 °К) в особой точке ($r/R = 2.7491$), после чего убывает с ростом гелиоцентрического расстояния – в данной модели корона нагревается от сферы, центр которой расположен в центре Солнца и радиус которой равен гелиоцентрическому расстоянию до особой точки. Физические процессы на этой сфере, температура которой определяется формулой (1.4.11) из условия ограниченности на ней ускорения солнечного ветра, остаются за рамками модели.

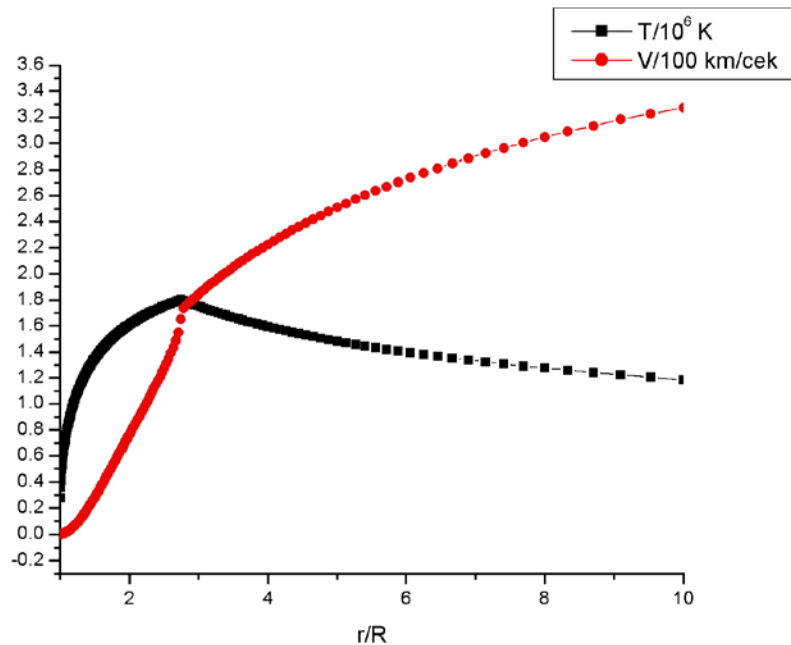


Рис.5 Рассчитанные зависимости скорости и температуры солнечного ветра от гелиоцентрического расстояния

На сфере, где $V^2=T$ (т.е. кинетическая энергия солнечного ветра равна его тепловой энергии) можно ожидать благоприятных условий для развития турбулентности и, соответственно, нагрева течения. Априорное задание потока массы солнечного ветра автоматически задаёт поток кинетической энергии его направленного движения – этот поток является источником энергии для нагрева короны в данной модели. Возможно в солнечном ветре действует предложенный Колмогоровым и Обуховым процесс каскадной передачи энергии от крупномасштабных движений к мелкомасштабным вплоть до самых мелких, где сильно влияние вязкости, которая в конечном итоге и обеспечивает преобразование кинетической энергии в тепловую. В модели трансзвукового течения невязкого газа единственная точка, где допускается такое преобразование энергии через вязкость – это особая точка: везде вне этой точки вязкость равна нулю, но в самой особой точке течение описывается не уравнениями модели, а асимптотикой, обеспечивающей ограниченность там ускорения течения. Столь сильная идеализация проявляется в форме сосредоточенного источника тепла в особой точке и является неизбежной расплатой за неучёт вязкости: размазанный в реальном солнечном ветре по пространству процесс вязкой диссипации энергии «стянут» в особую точку в данной модели. По-видимому, расширяющуюся корону можно трактовать как систему с самоподогревом: подогрев короны может быть связан с трансзвуковым режимом её расширения, а этот режим, в свою очередь, поддерживается высокой температурой короны.

Осуществление того или иного стационарного состояния солнечной короны зависит от её предшествующей эволюции. В этой связи представляет интерес

публикация [Hester et al., 2004], в которой предлагается новый сценарий образования солнечной системы. Авторы считают, что вначале из гигантского газопылевого облака сформировалась крупная звезда. В какой-то момент выброс горячего газа из недр этой звезды дал толчок к рождению Солнца и других звёзд с относительно небольшой массой из окружающего крупную звезду газа. После образования Солнца его атмосфера, нагреваясь излучением крупной материнской звезды, представляла собой испаряющийся шаровой слой – подобные процессы, по утверждению авторов, космический телескоп Hubble зарегистрировал, в частности, в туманности Trifid. Жизнь материнской звезды закончилась взрывом, засеявшим ближайшие окрестности Вселенной синтезированными при взрыве химическими элементами, включая, конечно, и ^{60}Fe . В обоснование предлагаемого сценария авторы приводят обнаруженные на Земле в осколках метеоритов изотопы ^{60}Ni , которые могут образоваться только при радиоактивном распаде ^{60}Fe . В рамках подобного сценария, допускающего существование в прошлом внешнего источника нагрева солнечной атмосферы, солнечный ветер можно трактовать как реликт этапа существования Солнца около материнской звезды.

Резкое падение температуры при приближении к фотосфере, показанное на рис.5, обеспечивается включением в модель слагаемых, описывающих потери энергии на излучение: подавляющую часть своей энергии корона теряет за счёт теплопроводности вниз в хромосферу (хромосфера – это область между фотосферой и короной), более плотная плазма которой излучает более эффективно. Учёт рекомбинационного излучения означает, что образуются нейтральные атомы водорода. Поскольку уравнения модели написаны для полностью ионизированной водородной плазмы, то подразумевается, что образующиеся при рекомбинации нейтральные атомы водорода сразу же вновь ионизируются столкновениями. При потенциале ионизации водорода 13.54 эВ почти полная его ионизация достигается уже при температурах $\sim 10^5$ °К, т.е. практически сразу же над фотосферой.

Рассчитанная на орбите Земли температура ($T=1.601 \times 10^5$ °К) близка средним значениям результатов прямых измерений: $\langle T_e \rangle = 1.4 \times 10^5$ °К, $\langle T_p \rangle = 1.2 \times 10^5$ °К [Фельдман и др., 1980] при инструментальной погрешности измерения температуры $\pm 15\%$, стандартном отклонении 0.4×10^5 °К для электронной и 0.9×10^5 °К для протонной температуры. Скорость солнечного ветра ($V=511.856$ км/сек), рассчитанная на орбите Земли, оказалась выше соответствующего среднего значения результатов прямых измерений: $\langle V \rangle = 468$ км/сек [Фельдман и др., 1980] при инструментальной погрешности измерения скорости $\pm 2\%$ и стандартном отклонении 116 км/сек. В то же время она близка (в пределах инструментальной погрешности) к средней скорости солнечного ветра 504 км/сек, измеренной с борта КА «Mariner-2», полёт которого проходил в эпоху минимума солнечной активности [Neugebauer, Snyder, 1966].

Рассчитанная на орбите Земли концентрация протонов солнечного ветра $3.8 \times 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} / 511.856 \times 10^5 \text{ см сек}^{-1} = 7.42 \text{ см}^{-3}$ соответствует среднему значению $\langle n \rangle = 8.7 \text{ см}^{-3}$ результатов прямых измерений [Фельдман и др., 1980] при инструментальной погрешности измерений плотности $\pm 30\%$ и стандартном отклонении 6.6 см^{-3} . Таким образом, построенное численное решение связывает электронную концентрацию в области температурного минимума на внешней границе фотосферы ($0.85133 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$) и концентрацию на орбите Земли (7.42 см^{-3})

и, в определённой степени, снимает проблему плотности в теории солнечного ветра.

1.5 Критическая точка

3 ноября 1947 года в совете ФИАН под председательством Сергея Ивановича Вавилова состоялась защита диссертации на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук на тему «Теория ядерных переходов типа $0 \rightarrow 0$ ». Соискателем был Андрей Дмитриевич Сахаров, а научным руководителем – Игорь Евгеньевич Тамм. Диссертация была посвящена переходам в возбуждённых ядрах при сохранении полного момента, для которых в соответствии с правилами отбора запрещено испускание γ -квантов. Из экспериментов было известно, что при этом происходит процесс, который, как правило, является вторичным после излучения ядерных γ -квантов, а именно, образование электронно-позитронных пар. В своей диссертации соискатель в рамках квантовой электродинамики объяснил этот парадокс – для лёгких ядер (рассматривался хорошо изученный в экспериментах O^{16}) наиболее вероятным оказался безызлучательный переход с образованием пар. [Андрюшин, Илькаев, Чернышёв, 2011].

Первоначально две теории, появившиеся почти одновременно в начале XX века – квантовая теория и теория относительности – развивались независимо, не оказывая почти никакого влияния друг на друга. Уравнение Шрёдингера заведомо не отвечало требованиям частной теории относительности – оно не менялось при преобразованиях Галилея, а не Лоренца. Чтобы заполнить этот пробел, П.А.М. Дирак в 1928 году предложил такое обобщение уравнения Шрёдингера, которое удовлетворяло требованиям релятивизма. Формально уравнение Дирака, как и уравнение Шрёдингера, опиралось на выражение для энергии, но поскольку в теории относительности выражение для энергии через массу покоя и импульс приобретает вид

$$E = \sqrt{c^2 p^2 + m_0^2 c^4}$$

а квадратный корень имеет два знака, то возникла проблема: как понимать состояния с отрицательными энергиями? По идее Дирака, эта проблема решается следующим образом: все состояния с отрицательными энергиями (а их число бесконечно) заполнены, и, в соответствии с принципом Паули, ни один добавочный электрон поместиться на них не может. Но возможно другое: квант, несущий энергию, превосходящую $2m_0c^2$, т.е. достаточную для того, чтобы перевести электрон из состояния с отрицательной в состояние с положительной энергией, может «родить пару». При этом появится электрон, а в состояниях с отрицательной энергией возникнет «дырка», которая под действием внешнего электрического поля должна вести себя как частица с такой же массой, что и у электрона, но при этом с электрическим зарядом противоположного знака. Такая «дырка» получила название «позитрон».

Более того, оказалось, что наличие кванта достаточно высокой энергии вовсе не обязательно для «рождения пары»: электронно-позитронные пары могут

возникать на очень короткое время благодаря соотношению неопределённостей из-за квантового разброса энергий (такие пары называются виртуальными). Если к тому же имеется и ещё какая-то реальная (т.е. существующая, в отличие от виртуальных, достаточно долго) заряженная частица, то под действием её электрического поля происходит перераспределение электронов и позитронов виртуальных пар; это называют поляризацией электронно-позитронного вакуума. Такая поляризация (как и другие «вакуумные» явления) приводит к экспериментально наблюдаемым эффектам (например, порождает поправки к магнитному моменту электрона), но она же является и источником возникновения так называемых «расходимостей» - нелепых бесконечно больших значений для ряда физических величин.

Принципы общей теории относительности принято формулировать в терминах тензорного анализа в искривлённом пространстве-времени. Этот подход в лаконичной и элегантной манере описывает гравитационное взаимодействие между массами и их движениями: «материя указывает пространству как ему искривляться, а пространство указывает материи как ей двигаться». Существуют, однако, и другие способы описания этого взаимодействия. Одна из таких возможностей – приближение поляризации вакуума для описания гравитации [Wilson, 1921; Dicke, 1957]. Индукцию электрического поля D в линейной однородной среде можно записать в виде:

$$D = \varepsilon E = \varepsilon_0 E + P = \varepsilon_0 E + \alpha_v E. \quad (1.5.1)$$

где ε и ε_0 – диэлектрическая проницаемость среды и вакуума соответственно, а P – диэлектрическая поляризация, соответствующая индуцированному дипольному моменту на единицу объёма в среде с поляризуемостью на единицу объёма α_v . Вид правой части соотношения (1.5.1) указывает на то, что ε_0 можно интерпретировать как поляризуемость на единицу объёма вакуума, считая последний особой средой из виртуальных электронно-позитронных пар (вклад виртуальных пар других частиц также имеет место, но энергетический порог для рождения виртуальных электронно-позитронных пар – наименьший и такие пары преобладают).

Основной постулат приближения поляризации вакуума состоит в том, что поляризуемость на единицу объёма вакуума вблизи массы (а не только вблизи реальной электрически заряженной частицы) отличается от асимптотического значения этой поляризуемости вдали от массы, т.е. что присутствие массы поляризует вакуум в окрестности этой массы [Puthoff, 2002]:

$$D = \varepsilon E = K \varepsilon_0 E$$

где $K \varepsilon_0$ – диэлектрическая поляризуемость вакуума ($K > 1$ - функция положения в пространстве). Бесконечно далеко от всех масс $K = 1$.

Теория [Puthoff, 2002], построенная на основе этого постулата, базируется на накладываемом данными наблюдений [Webb et al., 1999] требовании постоянства константы тонкой структуры, отвечающей за электромагнитные взаимодействия:

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}; c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}} \quad (1.5.2)$$

Сохранение электрического заряда элементарных частиц и момента импульса фотонов с круговой поляризацией, движущихся в вакууме (даже с переменной поляризуемостью), требует постоянства e и \hbar . Подставляя в (1.5.2) вместо ϵ_0 функцию $K\epsilon_0$, вместо μ_0 - функцию $\mu(K)$ и вместо $c=(\mu_0\epsilon_0)^{-1/2}$ - функцию $c=[\mu(K)K\epsilon_0]^{-1/2}$, имеем:

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \sqrt{\frac{\mu(K)/\mu_0}{K}}$$

Константа тонкой структуры не изменяется, если положить $\mu(K)=K\mu_0$. При этом скорость света в вакууме с переменной поляризуемостью:

$$c = \frac{1}{\sqrt{K\mu_0 K\epsilon_0}} = \frac{1}{K} \frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}} = \frac{c_0}{K}$$

где c_0 – скорость света в вакууме бесконечно далеко от любых масс. Функция K в вакууме с переменной поляризуемостью играет роль переменного показателя преломления: отклонение света вблизи массивного тела моделируется пространственными вариациями показателя преломления ($K>1$) вакуума вблизи этого тела [Volkov et al., 1971].

Dicke [1957] показал, что энергия E системы в области, где $K>1$, определяется формулой:

$$E = \frac{E_0}{\sqrt{K}} \quad (1.5.3)$$

где E_0 – энергия этой системы бесконечно далеко от любых масс ($K=1$); соотношение (1.5.3) – единственное, совместимое с требованием отсутствия красного гравитационного смещения в свободно падающем лифте. В приближении поляризации вакуума справедливы преобразования Лоренца и все другие соотношения специальной теории относительности, в которых, однако, скорость света c заменяется скоростью света в среде с переменным показателем преломления c/K [Puthoff, 2002]. В частности, соотношение $E_0=m_0c^2$ заменяется соотношением:

$$E = \frac{E_0}{\sqrt{K}} = m(K) \frac{c^2}{K^2} \rightarrow m(K) = m_0 K^{3/2}$$

где m_0 – масса, удалённая бесконечно далеко от всех других масс.

Можно показать [Puthoff, 2002], что в окрестности сферически симметричной массы M_s диэлектрическая поляризуемость вакуума определяется выражением:

$$K = \exp\left\{\frac{2GM_s}{rc^2}\right\} = 1 + \frac{2GM_s}{rc^2} + \frac{1}{2}\left(\frac{2GM_s}{rc^2}\right)^2 + \dots \quad (1.5.4)$$

где r – расстояние между центром массы и точкой наблюдения. При $r \gg 2GM_s/c^2$ (т.е. в слабых полях) описание гравитационного взаимодействия в приближении поляризации вакуума на базе соотношения (1.5.4) полностью эквивалентно описанию этого взаимодействия метрикой Шварцшильда в рамках общей теории относительности [Puthoff, 2002].

Для Солнца радиус Шварцшильда $R_{sh} = 2GM_s/c^2 \cong 3$ км намного меньше солнечного радиуса $R \cong 7 \times 10^5$ км, т.е. при рассмотрении солнечного ветра гравитационное поле можно считать слабым и описывать гравитационные эффекты в приближении поляризации вакуума. Учитывая, что характерная скорость солнечного ветра V значительно меньше скорости света, т.е.

$$E = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} \cong \left[\frac{V^2}{c^2} \ll 1, \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)^{-1/2} \cong 1 + \frac{V^2}{2c^2} + \dots \right] \cong m_0 c^2 + \frac{m_0 V^2}{2},$$

и полагая в уравнениях (1.4.1)-(1.4.3) $K = 1 + R_{sh}/r$, при $r > R$, $m_p = m_{p0} K^{3/2}$, $E = EK^{-1/2} \rightarrow T = TK^{-1/2}$ (с учётом $E \sim \kappa T$), $c = c/K \rightarrow V = V/K$ имеем [Писанко, 2012]:

$$\begin{aligned} K^{3/2} n V r^2 &= \left(1 + \frac{R_{sh}}{215R}\right)^{3/2} C (215R)^2, \\ n m_{p0} K^{3/2} \frac{V}{K} \frac{d}{dr} \left(\frac{V}{K}\right) &= -2\kappa \frac{d}{dr} \left(\frac{nT}{\sqrt{K}}\right) - n m_{p0} K^{3/2} \frac{GM_s}{r^2}, \\ \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[k_0 \frac{T^{5/2}}{K^{5/4}} r^2 \frac{d}{dr} \left(\frac{T}{\sqrt{K}}\right) \right] &- k_1 n^2 \frac{\sqrt{T}}{K^{1/4}} - k_2 n^2 \frac{K^{1/4}}{\sqrt{T}} = \\ - \frac{2\kappa}{m_{p0} K^{3/2}} \frac{T}{\sqrt{K}} \frac{V}{K} \frac{d(n m_{p0} K^{3/2})}{dr} &+ 3\kappa n \frac{V}{K} \frac{d}{dr} \left(\frac{T}{\sqrt{K}}\right) \end{aligned} \quad (1.5.5)$$

где C – поток массы солнечного ветра на орбите Земли, m_{p0} – масса протона на бесконечности (при $r \rightarrow \infty$). Учитывая, что

$$\left(1 + \frac{R_{sh}}{215R}\right)^{3/2} = (1 + 2,0048115 \cdot 10^{-8})^{3/2} \cong 1,$$

(т.е. в качестве m_{p0} в рассматриваемой модели можно брать значение массы протона на орбите Земли) и обозначив через

$$V \equiv \frac{V}{K}; T \equiv \frac{T}{\sqrt{K}}$$

запишем систему уравнений (1.5.5) в новых обозначениях в виде:

$$K^{3/2} n V r^2 = C(215R)^2 \quad (1.5.6)$$

$$n V K^{3/2} \frac{dV}{dr} = -\frac{2\kappa}{m_{p0}} \frac{dT}{dr} - n K^{3/2} \frac{GM_s}{r^2} \quad (1.5.7)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(k_0 T^{5/2} r^2 \frac{dT}{dr} \right) - k_1 n^2 \sqrt{T} - k_2 \frac{n^2}{\sqrt{T}} = -\frac{2\kappa}{K^{3/2}} T V \frac{d(nK^{3/2})}{dr} + 3\kappa n V \frac{dT}{dr} \quad (1.5.8)$$

Перейдём к безразмерным переменным, выбирая в качестве единицы измерения концентрации – n_0 , переменной $T – T_0$, гелиоцентрического расстояния – $H = \kappa T_0 R^2 (GM_s m_{p0})^{-1}$ (шкалу высот) и переменной $V – (2\kappa T_0 / m_{p0})^{1/2}$. Если ввести новую независимую переменную $y = 1 - \alpha r^{-1}$, где $\alpha = R/H$, так что $y=0$ при $r=\alpha$ и $y=1$ при $r=\infty$, а также безразмерный параметр $R_{sh}^* = R_{sh}/H$ и исключить концентрацию с помощью уравнения (1.5.6), то после алгебраических преобразований получим:

$$K = 1 + \frac{R_{sh}^*}{\alpha} (1 - y) \quad (1.5.9)$$

$$\frac{dV^2}{dy} = \frac{V^2}{V^2 K^{3/2} - T} \left(\frac{4T}{1-y} - 2 \frac{dT}{dy} - \alpha K^{3/2} \right) \quad (1.5.10)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 T}{dy^2} &= \frac{\beta}{K^3} \left(1 + \frac{\varepsilon}{T} \right) \left(\frac{\delta}{\alpha T V} \right)^2 + \\ &\frac{\gamma \delta}{\alpha T^{3/2} K^{3/2}} \left(\frac{4}{1-y} + \frac{1}{V^2} \frac{dV^2}{dy} + \frac{3}{T} \frac{dT}{dy} - 3 \frac{R_{sh}^*}{\alpha} - \frac{3}{1-y + \alpha / R_{sh}^*} \right) - \frac{5}{2} \frac{1}{T} \left(\frac{dT}{dy} \right)^2 \end{aligned} \quad (1.5.11)$$

где $\beta = n_0^2 H^2 k_1 T_0^{-3} k_0^{-1}$, $\gamma = n_0 H \kappa^{3/2} 2^{1/2} m_{p0}^{-1/2} T_0^{-2} k_0^{-1}$, $\delta = C(215\alpha)^2 H^2 m_{p0}^{1/2} n_0^{-1} (2\kappa T_0)^{-1/2}$, $\varepsilon = k_2 (k_1 T_0)^{-1}$ – безразмерные параметры.

Система (1.5.9)-(1.5.11) имеет особую (критическую) точку при $V^2 K^{3/2} = T$. Для того чтобы обеспечить ограниченность первой производной функции V^2 (и соответственно второй производной функции T) в особой точке, необходимо потребовать выполнение условия:

$$\frac{4T}{1-y} - 2 \frac{dT}{dy} - \alpha K^{3/2} = 0 \quad (1.5.12)$$

интегрирование которого даёт асимптотику функции T вблизи особой точки:

$$T(y) = \left(\frac{1-y_1}{1-y} \right)^2 \left\{ T_1 - \frac{\alpha}{2}(y-y_1) \left[1 + \frac{R_{sh}^*}{\alpha}(1-y_1) \right]^{3/2} \right\} \quad (1.5.13)$$

где $T_1=T(y_1)$ – значение функции T в ближайшей окрестности особой (критической) точки. При получении соотношения (1.5.13) считалось, что $y=y_1+\nu$, $\nu \rightarrow 0$, учитывалось разложение функции

$$K^n(y) = \left[1 + \frac{R_{sh}^*}{\alpha}(1-y_1) - \frac{R_{sh}^*}{\alpha}\nu \right]^n \cong \left[1 + \frac{R_{sh}^*}{\alpha}(1-y_1) \right]^n - n \left[1 + \frac{R_{sh}^*}{\alpha}(1-y_1) \right]^{n-1} \frac{R_{sh}^*}{\alpha}\nu + \dots$$

в бином Ньютона и пренебрегалось малыми величинами порядка ν^2 . Значение dV^2/dy в особой точке определяется применением правила Лопиталья к соотношению (1.5.10). Поскольку производная числителя правой части соотношения (1.5.10) в особой точке равна нулю, то ненулевое значение dV^2/dy возможно лишь в случае равенства нулю производной знаменателя правой части этого соотношения. Отсюда в критической точке имеем:

$$\frac{dV^2}{dy} = \frac{3}{2} \frac{T}{K^{5/2}} \frac{R_{sh}^*}{\alpha} + \frac{2T}{K^{3/2}(1-y)} - \frac{\alpha}{2} \quad (1.5.14)$$

Возрастание функции V^2 ($dV^2/dy > 0$) при переходе через критическую точку обеспечивается при условии, что функция T в критической точке удовлетворяет неравенству:

$$T > \frac{\alpha(1-y)K^{3/2}}{2 \left(2 + \frac{3}{2} \frac{R_{sh}^*}{\alpha} \frac{1-y}{K} \right)} = \frac{\alpha(1-y)K^{3/2}}{4 \left(1 + \frac{3}{4} \frac{R_{sh}^*}{\alpha} \frac{1-y}{K} \right)}$$

Убывание функции T ($dT/dy < 0$) в критической точке (см. (1.5.12)) обеспечивается при условии, что функция T в критической точке удовлетворяет неравенству:

$$T < \frac{\alpha}{4}(1-y)K^{3/2} \quad (1.5.15)$$

Таким образом, одновременное удовлетворение требований возрастания функции V^2 и убывания функции T в критической точке ограничивает допустимые значения функции T в этой точке очень узким интервалом:

$$\frac{\alpha}{4}(1-y)K^{3/2} \left(1 + \frac{3}{4} \frac{R_{sh}^*}{\alpha} \frac{1-y}{K} \right)^{-1} < T < \frac{\alpha}{4}(1-y)K^{3/2}$$

Узость интервала (для Солнца $R_{sh}^*/\alpha \sim 10^{-6}$) допустимых значений функции T в критической точке позволяет практически без ограничения общности зафиксировать значение функции T в этой точке величиной:

$$T = \frac{\alpha}{4}(1-y)K^{3/2} \frac{1}{2} \left[1 + \left(1 + \frac{3 R_{sh}^*}{4 \alpha} \frac{1-y}{K} \right)^{-1} \right]$$

Подставляя это значение в выражения (1.5.12) и (1.5.14), получаем формулы для dV^2/dy и dT/dy в критической точке:

$$\left. \frac{dV^2}{dy} \right|_{y=y_{crit}} = \frac{3}{16} R_{sh}^* (1-y_{crit}),$$

$$\left. \frac{dT}{dy} \right|_{y=y_{crit}} = - \left. \frac{dV^2}{dy} \right|_{y=y_{crit}} \times K^{3/2} (y_{crit}) \left[1 + \frac{3 R_{sh}^*}{4 \alpha} (1-y_{crit}) \right]^{-1} \quad (1.5.16)$$

Выполнение условия (1.5.15) означает, что максимальное значение функции T достигается в данной модели на гелиоцентрическом расстоянии несколько меньшем гелиоцентрического расстояния до критической точки. Учитывая, что функция T в ближайшей окрестности критической точки y_{crit} описывается соотношением (1.5.13) и дифференцируя это соотношение по dy , имеем:

$$\frac{dT}{dy} = \frac{2(1-y_1)^2}{1-y} \left\{ T_1 - \frac{\alpha}{2} (y-y_1) \left[1 + \frac{R_{sh}^*}{\alpha} (1-y_1) \right]^{3/2} \right\} + \left(\frac{1-y_1}{1-y} \right)^2 \left\{ \frac{dT_1}{dy} - \frac{\alpha}{2} \left[1 + \frac{R_{sh}^*}{\alpha} (1-y_1) \right]^{3/2} \right\}$$

Зафиксируем две точки. Первая – это критическая точка, т.е. $y=y_{crit}$. Вторая – это точка $y=y_1$, в которой функция T_1 достигает своего максимального значения, т.е. $dT_1/dy=0$ в точке $y=y_1 < y_{crit}$. С учётом (1.5.16) имеем:

$$- \frac{3}{16} R_{sh}^* (1-y_{crit}) \frac{\left[1 + \frac{R_{sh}^*}{\alpha} (1-y_{crit}) \right]^{3/2}}{1 + \frac{3 R_{sh}^*}{4 \alpha} (1-y_{crit})} = \frac{2(1-y_1)^2}{1-y_{crit}} \left\{ T_1 - \frac{\alpha}{2} (y_{crit}-y_1) \left[1 + \frac{R_{sh}^*}{\alpha} (1-y_1) \right]^{3/2} \right\} - \left(\frac{1-y_1}{1-y_{crit}} \right)^2 \frac{\alpha}{2} \left[1 + \frac{R_{sh}^*}{\alpha} (1-y_1) \right]^{3/2}$$

Поскольку для Солнца $R_{sh}^*/\alpha \sim 10^{-6}$, то малыми порядка R_{sh}^*/α можно пренебречь по сравнению с единицей. После алгебраических преобразований получаем:

$$-\frac{3}{16}R_{sh}^*(1-y_{crit})^3 = 2T_1(1-y_1)^2(1-y_{crit}) - \alpha(1-y_1)\left[(1-y_{crit})(y_{crit}-y_1) + \frac{1}{2}\right]$$

Так как $y_1 = y_{crit} - \nu$, $0 < \nu \ll 1$, последнее соотношение можно переписать в виде:

$$-\frac{3}{16}R_{sh}^*(1-y_{crit})^3 = 2T_1(1-y_{crit})^3 + 4T_1\nu(1-y_{crit})^2 + 2T_1\nu^2(1-y_{crit}) - \alpha(1-y_{crit})^2\nu - \frac{\alpha}{2}(1-y_{crit}) - \alpha\nu^2(1-y_{crit}) - \frac{\alpha}{2}\nu$$

Пренебрегая в этом уравнении малыми $O(\nu^2)$ по сравнению с малыми $O(\nu)$ имеем:

$$-\frac{3}{16}R_{sh}^*(1-y_{crit})^3 = 2T_1(1-y_{crit})^3 + 4T_1\nu(1-y_{crit})^2 - \alpha\nu(1-y_{crit})^2 - \frac{\alpha}{2}(1-y_{crit}) - \frac{\alpha}{2}\nu$$

В данном уравнении присутствуют слагаемые двух типов: слагаемые нулевого порядка относительно малых параметров R_{sh}^* и ν и слагаемые первого порядка относительно этих малых параметров. Это уравнение удовлетворяется, в частности, если по отдельности сбалансированы слагаемые нулевого и первого порядка малости. Баланс слагаемых нулевого порядка малости даёт:

$$2T_1(1-y_{crit})^2 - \frac{\alpha}{2} = 0 \rightarrow T_1 = \frac{\alpha}{4} \frac{1}{(1-y_{crit})^2} > T_{crit} \quad (1.5.17)$$

Баланс слагаемых первого порядка малости даёт:

$$-\frac{3}{16}R_{sh}^*(1-y_{crit})^3 = 4T_1\nu(1-y_{crit})^2 - \alpha\nu(1-y_{crit})^2 - \frac{\alpha}{2}\nu \quad (1.5.18)$$

Подставляя (1.5.17) в (1.5.18), после алгебраических преобразований получаем:

$$\nu = \frac{3}{16} \frac{R_{sh}^*}{\alpha} \frac{(1-y_{crit})^3}{(1-y_{crit})^2 - \frac{1}{2}}$$

Условие $\nu > 0$ требует, чтобы критическая точка располагалась достаточно близко к Солнцу, а именно:

$$(1-y_{crit})^2 - \frac{1}{2} > 0 \rightarrow y_{crit} < 1 - \frac{1}{\sqrt{2}}$$

С другой стороны, пренебрегать слагаемыми $O(v^2)$ по сравнению со слагаемыми $O(v)$ можно только при условии достаточно малой величины $v \sim R_{sh}^* \ll 1$. В предельном случае имеем:

$$R_{sh}^* = v = \frac{3}{16} \frac{R_{sh}^*}{\alpha} \frac{(1 - y_{crit})^3}{(1 - y_{crit})^2 - \frac{1}{2}} \rightarrow \frac{3}{16} \frac{1}{\alpha} (1 - y_{crit})^3 = (1 - y_{crit})^2 - \frac{1}{2}$$

Если обозначить через $x = 1 - y_{crit}$, то последнее уравнение переписывается в виде:

$$\frac{3}{16} \frac{1}{\alpha} x^3 = x^2 - \frac{1}{2}$$

В условиях солнечной короны величину $3/16\alpha$ можно считать малым параметром и искать решение последнего уравнения в виде разложения по этому малому параметру:

$$x = x_0 + \frac{3}{16} \frac{1}{\alpha} x_1$$

Подставляя данное разложение в уравнение имеем (с точностью до малых первого порядка):

$$\frac{3}{16} \frac{1}{\alpha} x_0^3 = x_0^2 + 2 \frac{3}{16} \frac{1}{\alpha} x_1 - \frac{1}{2}$$

Это уравнение удовлетворяется, в частности, если по отдельности сбалансированы слагаемые нулевого и первого порядка малости. Баланс слагаемых нулевого порядка малости даёт:

$$x_0^2 - \frac{1}{2} = 0 \Rightarrow x_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

Баланс слагаемых первого порядка малости даёт:

$$x_0^3 = 2x_1 \rightarrow x_1 = \frac{x_0^3}{2} = \frac{1}{4\sqrt{2}}$$

Таким образом,

$$x = \frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{3}{16} \frac{1}{\alpha} \frac{1}{4\sqrt{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{3}{64} \frac{1}{\alpha} \right) \rightarrow y_{crit} = 1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{3}{64} \frac{1}{\alpha} \right)$$

Условие $v \leq R_{sh}^*$ удовлетворяется, если

$$y_{crit} \geq 1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{3}{64} \frac{1}{\alpha} \right)$$

Требование того, чтобы максимальное значение функции T достигалось в данной модели на гелиоцентрическом расстоянии несколько меньшем гелиоцентрического расстояния до критической точки (но достаточно близко от этой точки) ограничивает допустимые значения этого расстояния очень узким интервалом:

$$1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{3}{64} \frac{1}{\alpha} \right) \leq y_{crit} \leq 1 - \frac{1}{\sqrt{2}}$$

Узость этого интервала позволяет практически без ограничения общности зафиксировать гелиоцентрическое расстояние до критической точки величиной:

$$y_{crit} = 1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{2} \left(1 + \frac{3}{64} \frac{1}{\alpha} + 1 \right) = 1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{3}{128} \frac{1}{\alpha} \right) \quad (1.5.19)$$

Подставляя (1.5.19) в выражения для значений в критической точке функций T , V^2 , производных этих функций, а также пренебрегая малыми величинами порядка R_{sh}^*/α по сравнению с единицей, и малыми порядка выше первого по остальным малым параметрам имеем:

$$y_{crit} = 1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{3}{128} \frac{1}{\alpha} \right)$$

$$T(y_{crit}) = \frac{\alpha}{4} \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{3}{128} \frac{1}{\alpha} \right)$$

$$V^2(y_{crit}) = \frac{\alpha}{4} \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{3}{128} \frac{1}{\alpha} \right)$$

$$\left. \frac{dV^2}{dy} \right|_{y=y_{crit}} = \frac{3}{16} \frac{1}{\sqrt{2}} R_{sh}^*$$

$$\left. \frac{dT}{dy} \right|_{y=y_{crit}} = -\frac{3}{16} \frac{1}{\sqrt{2}} R_{sh}^*$$

Положение точки максимума функции T определяется соотношением:

$$y_1 = y_{crit} - \nu = 1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{3}{128} \frac{1}{\alpha} \right) - R_{sh}^*$$

Численные значения величины $3/(128\alpha)$ при характерных значениях температур в солнечной атмосфере приведены в таблице:

Температура в солнечной атмосфере	$3/(128\alpha)$
$4.17 \times 10^3 \text{ К}$	$\cong 4 \times 10^{-6}$
$4.17 \times 10^4 \text{ К}$	$\cong 4 \times 10^{-5}$
$4.17 \times 10^5 \text{ К}$	$\cong 4 \times 10^{-4}$
$1.0 \times 10^6 \text{ К}$	$\cong 10^{-3}$
$2.0 \times 10^6 \text{ К}$	$\cong 2 \times 10^{-3}$
$4.0 \times 10^6 \text{ К}$	$\cong 4 \times 10^{-3}$

Из таблицы видно, что в солнечной атмосфере

$$\frac{3}{128} \frac{1}{\alpha} \leq 4 \times 10^{-3} \ll 1$$

Пренебрегая малой по сравнению с единицей величиной $3/(128\alpha)$ имеем:

$$y_{crit} = 1 - \frac{1}{\sqrt{2}}$$

$$T(y_{crit}) = V^2(y_{crit}) = \frac{\alpha}{4} \frac{1}{\sqrt{2}}$$

$$\left. \frac{dV^2}{dy} \right|_{y=y_{crit}} = - \left. \frac{dT}{dy} \right|_{y=y_{crit}} = \frac{3}{16} \frac{1}{\sqrt{2}} R_{sh}^*$$

$$y_1 = 1 - \frac{1}{\sqrt{2}} - R_{sh}^*$$

Переходя от безразмерных переменных к переменным с физической размерностью, имеем:

$$r_{crit} = R\sqrt{2}$$

$$r_1 = \frac{r_{crit}}{1 + \sqrt{2} \frac{R_{sh}}{R} \frac{GM_s m_{p0}}{\kappa T^* R}}$$

$$T_{crit} = \frac{1}{4\sqrt{2}} \frac{GM_s m_{p0}}{R\kappa}$$

$$V_{crit}^2 = \frac{1}{4\sqrt{2}} \frac{2GM_s}{R}$$

$$\left. \frac{dV^2}{dr} \right|_{r=r_{crit}} = \frac{3}{32} \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{R} \frac{2GM_s}{R} \frac{R_{sh}}{R}$$

$$\left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=r_{crit}} = -\frac{3}{32} \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{R} \frac{GM_s m_{p0}}{R\kappa} \frac{R_{sh}}{R}$$

Численные оценки показывают, что $r_{crit} = 1.4142135 R$, что точка максимума T расположена на 4.2 км ближе к Солнцу, чем критическая точка (т.е. расстояние между этими точками порядка радиуса Шварцшильда), что $T_{crit} \cong 4 \times 10^6$ °К, $V_{crit} \cong 260$ км/сек, а электронная концентрация в критической точке $n_{crit} = 3.38 \times 10^5$ см⁻³ при $C = 3.8 \times 10^8$ см²сек⁻¹ [Фельдман и др., 1980].

В рассматриваемой модели, как и в любой модели паркеровского солнечного ветра, характеристики течения определяются условиями в критической точке. Отличительная особенность данной модели состоит в том, что параметры течения в критической точке практически не зависят от распределения температуры короны, само положение критической точки строго фиксировано на расстоянии $\sim 1.4 R$, а максимум температуры достигается лишь на ~ 3 км (радиус Шварцшильда для Солнца) ближе к Солнцу, чем критическая точка.

При известном потоке массы солнечного ветра на орбите Земли из уравнений неразрывности и движения в сферически симметричном случае можно определить зависимость температуры течения от гелиоцентрического расстояния по заданному эмпирическому закону убывания наблюдаемой электронной концентрации короны с ростом гелиоцентрического расстояния. Любопытно, что такие расчёты, проведённые для различных эмпирических зависимостей электронной концентрации от гелиоцентрического расстояния, указывают на то, что максимум температуры во всех рассмотренных случаях достигается на гелиоцентрическом расстоянии $\sim 1.4 R$ [Брандт, 1973].

Глава 2. Неоднородный ветер

2.1 Межпланетное магнитное поле Паркера

В рентгеновской области спектра корона становится основным источником солнечного излучения. Это объясняется тем, что при высокой температуре максимум излучения смещается в область более коротких волн; при уменьшении длины волны излучение поступает из всё более высоких корональных слоёв – ведь температура короны возрастает с высотой над фотосферой. Преимущество наблюдения короны в рентгеновском излучении состоит в том, что её можно видеть на фоне солнечного диска, т.е. нет необходимости устранять свет фотосферы.

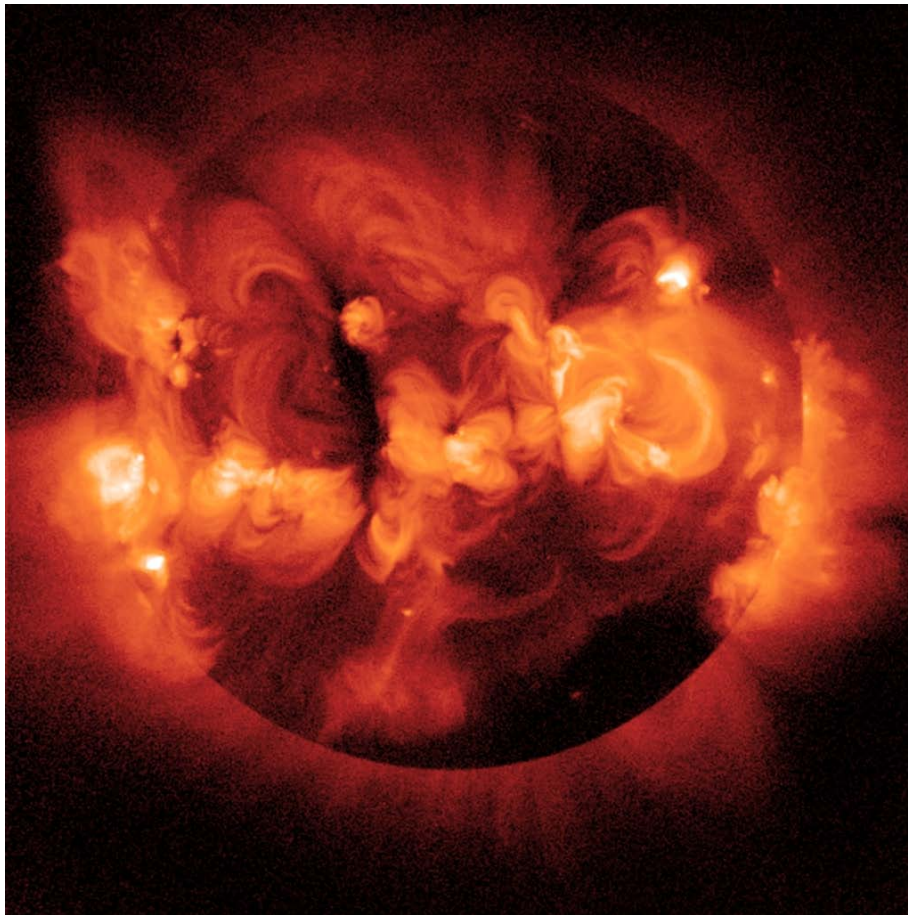


Рис.6. Корона в рентгеновских лучах [solarphysics.montana.edu/images/millennium.jpg]

На рис.6 приведён рентгеновский снимок солнечной короны, сделанный с помощью рентгеновского телескопа, установленного на борту космического аппарата «Yohkoh». Между прочим, журнал «Sky and Telescope» включил этот снимок в десятку лучших астрономических снимков столетия. Видно, что

рентгеновская корона выглядит крайне неоднородным образованием: яркие источники и крупномасштабные волокнистые образования покрывают большую часть солнечного диска и во многих местах продолжают за его пределы. Области, в которых рентгеновское излучение почти отсутствует – это так называемые «корональные дыры». Большинство корональных рентгеновских структур имеет вид замкнутых петель, основания которых лежат в хромосфере. Это указывает на то, что большая часть горячего вещества короны, по-видимому, заключена в силовых трубках магнитного поля.

Если бы межпланетное пространство было вакуумом, то единственными магнитными полями в нём были бы поля Солнца и планет, а также галактическое поле, простирающееся вдоль спиральных рукавов нашей Галактики. В этом случае поля Солнца и планет в межпланетном пространстве были бы крайне слабы. Общее дипольное поле Солнца имеет в фотосфере напряжённость ~ 1 Гс. При такой напряжённости на поверхности Солнца напряжённость поля на орбите Земли составила бы всего 10^{-2} нТл, так как величина дипольного поля обратно пропорциональна кубу гелиоцентрического расстояния. В солнечных пятнах существуют поля с напряжённостями порядка 10^3 Гс. Однако протяжённость этих интенсивных нерегулярных полей на Солнце никогда не превосходит одной десятой диаметра Солнца. Соответственно магнитное поле пятна в 1000 Гс имело бы на орбите Земли напряжённость самое большее 10^{-2} нТл.

Вклад полей планет в межпланетное магнитное поле также был бы мал в вакууме. Геомагнитное поле в вакууме уменьшалось бы до 10^{-2} нТл на расстоянии 10^6 км от Земли. Поле на поверхности самой большой планеты солнечной системы - Юпитера примерно вдесятеро сильнее земного. Тем не менее напряжённость поля Юпитера составила бы 10^{-2} нТл на расстоянии 30×10^6 км от планеты. Следует заметить, что расстояния в 10^6 км и даже 30×10^6 км малы по сравнению с расстояниями между планетами (расстояние от Юпитера до ближайшего соседа всегда превышает 5×10^8 км).

Если бы солнечного ветра действительно не существовало, то наибольшей компонентой межпланетного магнитного поля (ММП) и единственным полем, обнаружимым на больших расстояниях от планет, было бы галактическое магнитное поле, напряжённость которого оценивается величиной 0.1-3 нТл. Можно было бы ожидать, что межпланетное пространство пронизано магнитным полем с напряжённостью 1 нТл, причём направление этого поля определялось бы положением Солнца в нашей Галактике.

Поскольку межпланетное пространство – это не вакуум, а солнечный ветер, вышеприведённые умозаключения относительно ММП представляют сугубо абстрактный интерес. За счёт высокой температуры и низкой плотности электропроводность солнечного ветра оказывается достаточно большой (10^2 ом $^{-1}$ м $^{-1}$ в солнечном ветре с температурой 10^5 К; сравните с 10^{-2} ом $^{-1}$ м $^{-1}$ для морской воды и 6×10^5 ом $^{-1}$ м $^{-1}$ для меди). Высокая электропроводность и большая протяжённость солнечного ветра приводят к магнитным эффектам в межпланетном пространстве, обычно не наблюдаемым в лабораторных условиях. Особенность всех хороших проводников состоит в их противодействии изменениям магнитного поля. Выражением этого экспериментального факта является закон Ленца, объясняющий отрицательный знак в уравнении Фарадея $U = -d\Phi/dt$ (индуцированное напряжение

пропорционально скорости изменения магнитного потока, пронизывающего проводник). При изменении магнитного поля в проводнике индуцируются токи, магнитное поле которых и поддерживает в нём постоянство магнитного потока. Способность проводника поддерживать постоянство магнитного потока обычно ограничена омическими потерями; в известном смысле свойство магнитного поля проникать в проводник (или покидать его) аналогично тепловой диффузии. Солнечный ветер, где омические потери пренебрежимо малы (т.е. диффузия поля в плазму и из плазмы на пространственных масштабах порядка расстояния от Солнца до Земли практически отсутствует), ведёт себя как идеальный проводник, противодействуя любому изменению магнитного потока.

Солнечный ветер – это не просто проводник, а проводник движущийся. Чтобы лучше понять процесс взаимодействия между движущимся проводником и магнитным полем, обсудим идеализированный лабораторный эксперимент. Пусть идеальный проводник уносится из магнитного поля, созданного внешним источником. Индуцированные электрическим полем, возникающим при движении проводника в магнитном поле, токи стремятся сохранить магнитный поток в проводнике, что эквивалентно переносу магнитного поля проводником. При этом форма любого выделенного контура в проводнике может изменяться, однако, магнитный поток через этот контур не меняется. Если в начальный момент времени выделить в солнечном ветре воображаемый контур, то магнитный поток через этот контур, изменяющий свою форму в процессе его перемещения в антисолнечном направлении вместе с солнечным ветром, меняться не должен. Таким образом солнечный ветер выносит магнитное поле Солнца в межпланетное пространство.

Рассмотрим ещё один идеализированный эксперимент, при котором идеальный проводник вносится в магнитное поле. Поскольку поле не может проникнуть внутрь идеального проводника, то солнечный ветер «выметает» галактическое магнитное поле из занимаемой им области пространства – гелиосферы. Величина галактического поля в солнечной короне пренебрежимо мала по сравнению с солнечными полями, и даже если галактическое поле и проникало ближе к Солнцу до момента начала истечения солнечного ветра, то солнечный ветер должен был бы «вынести» его в межпланетное пространство вместе с солнечными полями.

Достаточно простую модель ММП предложил Паркер [*Parker, 1958*]. Чтобы удовлетворить требованию отсутствия магнитных зарядов ($\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$) в предположении аксиальной симметрии и при отсутствии меридиональной компоненты ММП, его радиальная компонента B_r должна уменьшаться с ростом гелиоцентрического расстояния как $1/r^2$. При напряжённости общего магнитного поля Солнца 1 Гс величина радиальной составляющей ММП на орбите Земли составляет 2 нТл.

За трое суток, которые требуются солнечному ветру для прохождения расстояния между Солнцем и Землёй, Солнце поворачивается на угол $\sim 40^\circ$. Рассмотрим два участка потока солнечного ветра, покинувшие единый источник на Солнце в разные моменты времени, но с одинаковой скоростью $V = \text{const}$, которая не изменяется в процессе их движения. Пусть в некоторый фиксированный момент времени один из них находится на гелиоцентрическом расстоянии r_1 , а другой - на

гелиоцентрическом расстоянии $r=r_1-dr$, поскольку он вышел из источника позже первого. За время $t=(r_1-r)/V$ Солнце, вращающееся с угловой скоростью Ω , повернулось на угол $\phi=\Omega t$. Таким образом, траектория частиц солнечного ветра, испущенных данной областью на Солнце, образует архимедову спираль:

$$\phi = \frac{\Omega}{V}(r_1 - r).$$

Спираль Архимеда - это кривая, которую описывает точка, движущаяся с постоянной скоростью V по лучу, вращающемуся около полюса с постоянной угловой скоростью Ω . Подобный эффект возникает при работе вращающегося поливального устройства. Так как магнитный поток через любой выделенный в солнечном ветре контур должен сохраняться при любых изменениях формы этого контура в процессе распространения солнечного ветра в межпланетное пространство, силовые линии солнечного поля (если они остаются связанными с Солнцем) должны иметь форму той же спирали. Геометрия силовых линий ММП Паркера показана на рис.7.

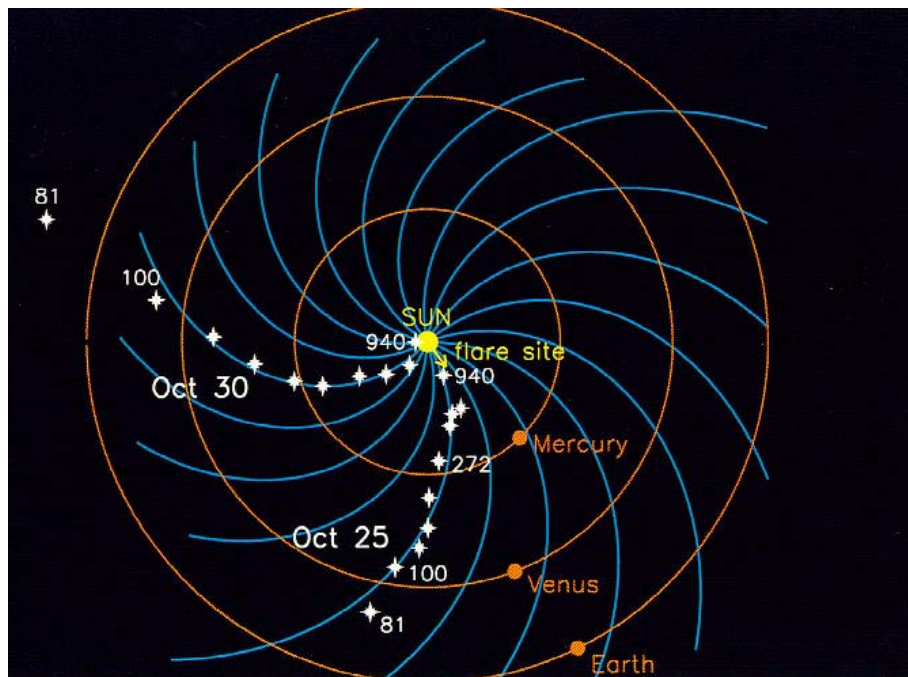


Рис.7. Силовые линии межпланетного магнитного поля Паркера [web.njit.edu]

Угол наклона потока плазмы (и, следовательно, ММП) по отношению к местному радиусу-вектору определяется следующим выражением:

$$\operatorname{tg} \psi = r \frac{d\phi}{dr}$$

Поскольку

$$\frac{d\phi}{dr} = \frac{\Omega}{V}$$

то

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\Omega r}{V} = \frac{B_\phi}{B_r}$$

На орбите Земли $\Omega r \approx 440$ км/сек. Это значение близко к величине скорости солнечного ветра V на орбите Земли, поэтому угол наклона траектории по отношению к солнечному радиусу-вектору составляет примерно 45° , и, следовательно, величина тангенциальной составляющей ММП Паркера составляет на орбите Земли примерно 2 нТл. ММП Паркера определяется следующими формулами:

$$B_r(r, \theta, \phi) = B_r \left[R, \theta, \phi - \frac{\Omega}{V}(r - R) \right] \left(\frac{R}{r} \right)^2$$

$$B_\theta(r, \theta, \phi) = 0$$

$$B_\phi(r, \theta, \phi) = B_r \left[r, \theta, \phi - \frac{\Omega}{V}(r - R) \right] \frac{R^2 \Omega \sin \theta}{Vr}$$

Все силовые линии такого магнитного поля разомкнуты, а его соленоидальность обеспечивается постулированием существования токовой поверхности, разделяющей области межпланетного пространства, заполненные разомкнутыми магнитными силовыми линиями противоположных направлений.

2.2 Как устроена внутренняя гелиосфера

Прямые измерения ММП с борта КА в целом подтвердили предсказания модели Паркера и принесли новые интересные результаты. Оказалось, что закрученные солнечным вращением в архимедову спираль силовые линии ММП при соответствующем усреднении демонстрируют вблизи плоскости эклиптики крупномасштабную структуру, которую называют секторной. В течение нескольких суток (составляющих сектор) ММП преимущественно направлено к Солнцу (или от Солнца). Затем за время от нескольких минут до нескольких часов направление поля меняется на противоположное, которое также сохраняется несколько суток, образуя другой сектор. Была обнаружена тенденция к повторяемости секторов определённой полярности с периодом около 27 суток, т.е. с периодом солнечного вращения. В начале 1976 года КА «Pioneer-11», запущенный в сторону Плутона, после разворота в гравитационном поле Юпитера на пути к Сатурну был выброшен на 16° севернее плоскости эклиптики. По мере

возрастания гелиошироты КА секторы с полем, направленным от Солнца, становились всё более продолжительными. Выше 15° северной гелиошироты в течение нескольких месяцев «Pioneer-11» наблюдал только ММП, направленное от Солнца [Smith et al., 1978]. Сравнение с одновременными измерениями секторной структуры в плоскости эклиптики, где фиксировались два хорошо развитых сектора, показало, что исчезновение секторной структуры, наблюдавшееся «Pioneer-11», было пространственным, а не временным эффектом. Случаи отсутствия секторной структуры иногда наблюдались и на гелиошироте 7° вблизи орбиты Земли. Стало ясно, что разомкнутые силовые линии ММП солнечного направления располагаются преимущественно в одном полушарии гелиосферы, а силовые линии антисолнечного направления – в другом. Эти области пространства разделяет нейтральная поверхность, которая расположена в низких гелиоширотах и простирается на большие гелиоцентрические расстояния. КА, находящийся в плоскости эклиптики, в течение оборота Солнца наблюдает ММП попеременно то с одной, то с другой стороны нейтральной поверхности, регистрируя таким образом секторную структуру и воспринимая прохождение сквозь нейтральную поверхность как секторную границу. Смена направления ММП при переходе через нейтральную поверхность позволяет интерпретировать эту поверхность в масштабах межпланетного пространства как токнесущую. Поверхностный ток течёт вокруг Солнца по спирали в направлении солнечного вращения, является почти кольцевым на малых гелиоцентрических расстояниях и почти радиальным – на больших; он замыкается продольными квазирадialными токами в полярной гелиосфере [Веселовский, 1984].

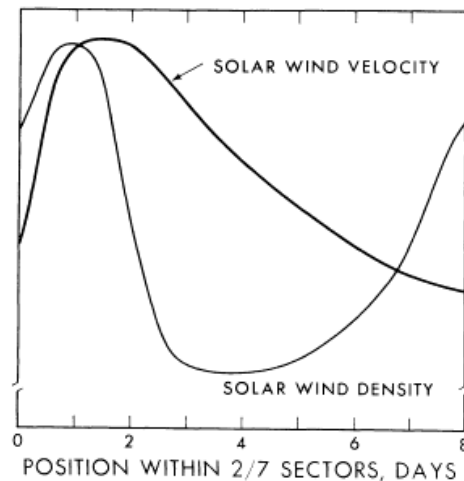


Рис.8. Вариации скорости и плотности солнечного ветра внутри магнитного сектора [Wilcox, Ness, 1965].

На рис.8 показаны, полученные методом наложенных эпох, средние трёхчасовые значения скорости солнечного ветра внутри магнитного сектора, вычисленные по данным прямых наблюдений с борта КА IMP-1 [Wilcox, Ness, 1965]. Вблизи секторной границы скорость низкая. Спустя примерно двое суток она повышается до максимального значения, а затем ещё в течение 5-7 суток

существования сектора вновь падает до низкого уровня. Ещё в 1962 году КА «Mariner-2» зафиксировал в плоскости эклиптики такие периодически повторяющиеся высокоскоростные (с двукратным превышением скорости над фоном) потоки солнечного ветра. Именно тенденция к повторению с 27-суточным синодическим периодом вращения экваториальных областей Солнца позволила интерпретировать магнитные секторы и высокоскоростные потоки как долгоживущие пространственные образования, вращающиеся вместе с Солнцем. Это был явный признак существования крупномасштабной структуры солнечного ветра. Прямые измерения с борта КА «Helios-1» и «Helios-2», выполненные в 1975 году вблизи плоскости эклиптики, подтвердили существование полностью сформированных высокоскоростных потоков уже на гелиоцентрических расстояниях $70 R$ (R - радиус Солнца) [Веселовский, 1984], а анализ данных наблюдений мерцаний радиосигнала с КА «Pioneer-Venus Orbiter» за период 1979-1990 годов передвинул эту границу вдвое ближе к Солнцу [Woo, Armstrong, 1992].

До 1990 года прямые наблюдения пространственной структуры солнечного ветра и ММП ограничивались, в основном, плоскостью эклиптики, так что необходимость прямых измерений гелиоширотной зависимости солнечного ветра и ММП была очевидной. Однако, баллистические трудности, связанные с выходом на околосолнечную полярную орбиту, удалось преодолеть лишь с запуском КА «Ulysses» 6 октября 1990 года. За прошедшие с момента запуска годы «Ulysses», совершив два полных оборота вокруг Солнца по почти полярной орбите с афелием на гелиоцентрическом расстоянии 5.4 а.е. и перигелием на гелиоцентрическом расстоянии 1.3 а.е., достиг гелиоширот 80° в южном (1994 год) и северном (1995 год) полушариях Солнца. По мере увеличения гелиошироты КА при его движении к полюсам Солнца типичная для плоскости эклиптики картина высокоскоростных потоков постепенно переходила в пространственно однородное, быстрое (750 км/сек) разреженное течение, температура которого выше средней температуры солнечного ветра в плоскости эклиптики. Оказалось, что быстрый солнечный ветер из полярных шапок Солнца доминирует в двух (северной и южной) полусферах от полюсов до гелиоширот 15° - 25° . Эти две области разделяет узкая (шириной от 10° до 30° гелиошироты) приэкваториальная лента медленного солнечного ветра, форма которой в целом повторяет форму нейтральной поверхности ММП. Графически зависимость скорости от гелиошироты, наблюдавшаяся в минимуме цикла солнечной активности, представлена на левой половине рис.9. На правой половине рис.9 представлена гелиоширотная зависимость скорости солнечного ветра, измеренная с борта КА «Ulysses» в максимуме цикла солнечной активности. Видно, что число областей повышенной яркости короны в южном полушарии больше, чем в северном, что, по-видимому, приводит к понижению скорости солнечного ветра в южной полярной шапке (см. 2.6) по сравнению с её величиной в северной полярной шапке – эта последняя почти не отличается от скорости полярного солнечного ветра в минимуме цикла солнечной активности.

В полярном солнечном ветре величина радиальной компоненты ММП оказалась не зависящей от гелиошироты, были обнаружены сбалансированные по суммарному (тепловому плюс магнитному) давлению структуры (т.е. структуры, в которых повышение/понижение теплового давления компенсировалось понижением/повышением магнитного давления), микропотоки – локальные

повышения скорости примерно на 50 км/сек над фоном (750 км/сек) длительностью порядка суток, а также взаимопроникающие потоки протонов [Balogh, Forsyth, 1998].

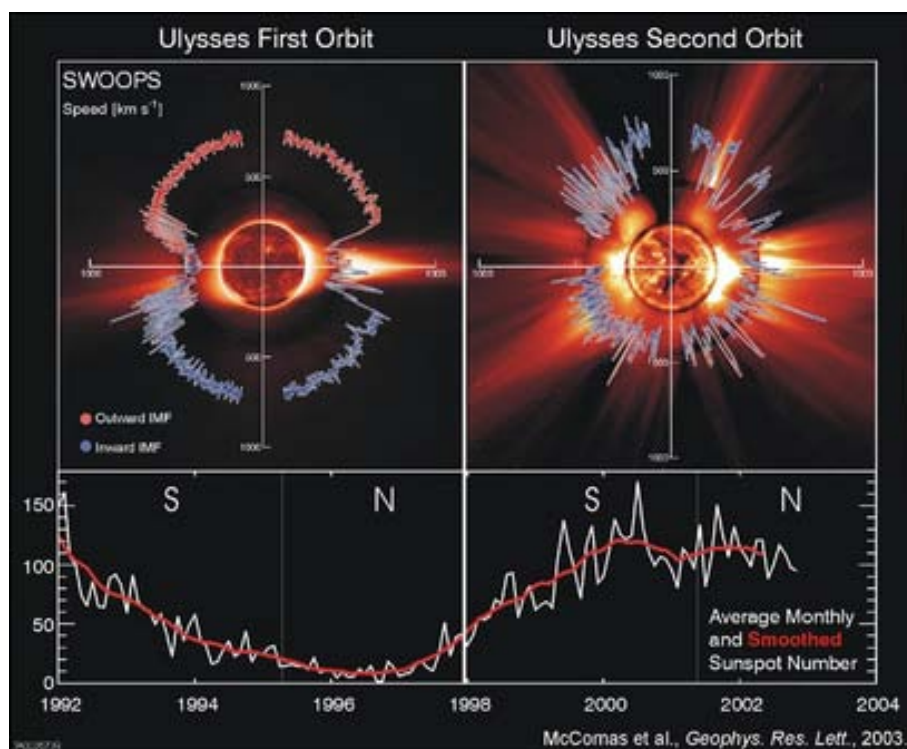


Рис.9. Зависимость скорости солнечного ветра от гелиошироты по данным прямых измерений с борта КА «Ulysses» [McComas et al., 2003]

Сравнительный анализ проведённых в марте 1995 года наблюдений Солнца в мягком рентгеновском диапазоне с борта КА «Yohkoh», наблюдений К-короны на обсерватории Мауна Лоа, и наблюдений радиосигнала, передаваемого с борта КА «Ulysses», показал, что почти везде (за исключением узкого приэкваториального гелиоширотного интервала) пространственные неоднородности электронной концентрации вытянуты строго в радиальном направлении: характерные особенности данных оптических и рентгеновских наблюдений, включая границы корональных дыр, яркие корональные точки и границы активных областей однозначно отображаются в данных радионаблюдений в предположении радиальной геометрии коронального расширения в интервале гелиоцентрических расстояний $(1.03-30) R$ [Woo, Habbal, 1999]. Более ранние наблюдения обнаруживали почти радиальную структуру корональных лучей в интервале гелиоцентрических расстояний $(3-15) R$ во время солнечных затмений [Несмянович, 1971; Vsekhsvjatsky, 1963]. Вариации радиоизлучения Крабовидной туманности также свидетельствовали о радиальной структуре пространственных неоднородностей электронной концентрации солнечной короны вплоть до гелиоцентрических расстояний $50 R$ [Уиндхэм, 1968].

Наблюдения с помощью внезатменного коронографа, установленного на борту КА «OSO-7», позволили утверждать, что большая часть областей повышенной яркости К-короны организована в пространство в кольцо, верхнюю кромку которого и образует лента корональных лучей. На ветви спада и в годы минимума солнечной активности лента опоясывает Солнце приблизительно по экватору, отклоняясь (наподобие полей у шляпы) попеременно к северу и к югу. Отмечена тесная корреляция (с учётом запаздывания на движение от лимба до центрального меридиана) между участками ленты максимально наклонёнными к плоскости экватора и секторными границами ММП. Это позволяет интерпретировать ленту как основание нейтральной поверхности ММП (и, соответственно, межпланетного токового слоя) [Hansen et al, 1974; Howard, Koomen, 1974; Svalgaard et al., 1974]. Такое же кольцо прослеживается и на рентгеновских снимках короны (Рис.10).

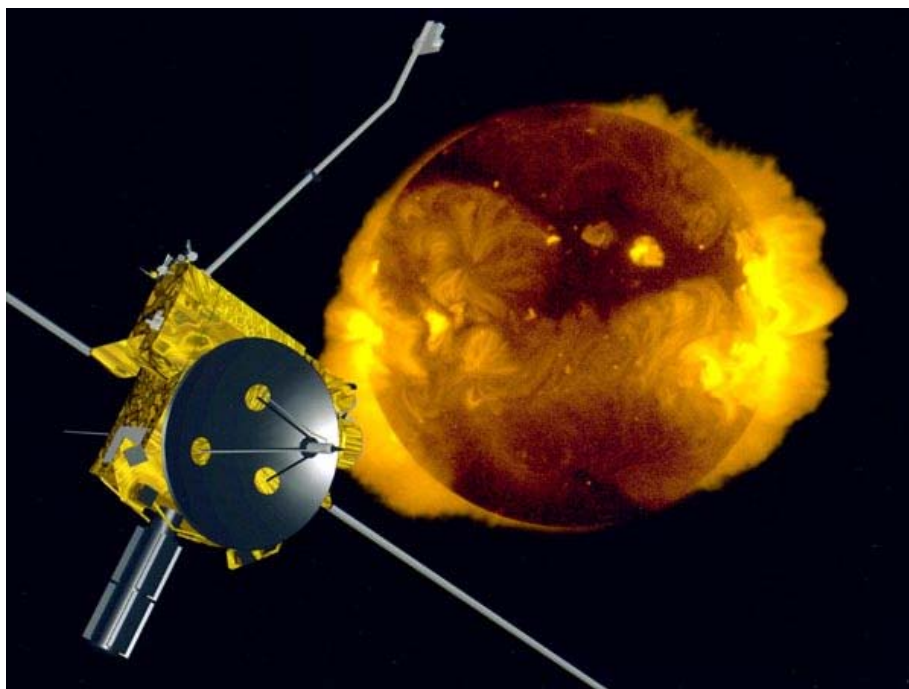


Рис.10. Кольцо из областей повышенной яркости рентгеновской короны. На переднем плане - КА «Ulysses» [www.nasa.gov/centers/missions/ulysses.html]

Считается [McAllister, Hundhausen, 1996], что это кольцо с преимущественно замкнутой магнитной конфигурацией, удерживающей корональную плазму, время от времени теряет устойчивость, что приводит к образованию корональных выбросов массы – наиболее энергоёмких событий в Солнечной системе. Выброс может быть импульсным (наподобие взрыва атомной бомбы), а может длиться в течение нескольких часов. Даже если не учитывать примерно одну треть энергии выброса, выделяющуюся в форме электромагнитного излучения и солнечных космических лучей, оставшиеся две трети составляют от 10^{29} до 10^{33} эрг, что эквивалентно энергии от 10^7 до 10^{11} мегатонных водородных бомб.

Отношение потоков кинетической энергии и электромагнитного излучения плазмы можно рассматривать в качестве безразмерного параметра V_e (Velocity-emission) [Veselovsky, 2001]. Очевидно, что в приэкваториальном кольце с замкнутой магнитной конфигурацией $V_e \ll 1$, в корональном выбросе массы $V_e \sim 1$, а в солнечном ветре на больших гелиоцентрических расстояниях $V_e \gg 1$.

Общий поток массы солнечного ветра может возрасти на 5% во время коронального выброса массы, а глобальная конфигурация ММП - измениться, превращая значительную часть замкнутых силовых линий коронального магнитного поля в разомкнутые магнитные силовые линии солнечного ветра. Вблизи Солнца линейный размер коронального выброса массы много меньше R . Однако по мере своего продвижения в межпланетное пространство размеры выброса быстро увеличиваются, достигая десятков R вблизи орбиты Земли. Сразу после своего образования корональный выброс массы становится частью солнечного ветра. Он либо ускоряется солнечным ветром, приходя в конце концов в равновесие с окружающей средой, либо с самого начала движется быстрее окружающего солнечного ветра, способствуя образованию ударных волн в межпланетной среде.

Поскольку корональные выбросы массы часто извергаются из опоясывающего Солнце примерно по экватору кольца с замкнутой магнитной конфигурацией, то эти выбросы вынуждены, по крайней мере в первые моменты после своего образования, двигаться в относительно медленном солнечном ветре вблизи нейтральной поверхности ММП. Однако, если большинство выбросов возникает в приэкваториальной короне и первоначально движется от Солнца примерно в радиальном направлении, то как быть с фактом их регистрации и в высоких гелиоширотах? Подобные эффекты изменения направления в процессе движения объекта давно и хорошо известны игрокам в теннис, гольф и бейсбол, как, впрочем, футболистам и волейболистам, посылающим кручёные и резаные мячи (рис.11). Ещё в XVII веке двадцатитрёхлетний Исаак Ньютон утверждал, что кручёный мяч летит по кривой траектории потому, что та часть мяча, которая (за счёт вращения мяча вокруг своей оси) быстрее движется относительно воздуха, испытывает большее сопротивление со стороны последнего, чем та его часть, которая движется относительно воздуха медленнее. По Ньютону сила сопротивления воздуха F пропорциональна квадрату скорости движения мяча. Поэтому на вращающийся вокруг своей оси с угловой скоростью ω мяч радиуса r при его поступательном движении со скоростью V в воздухе плотности ρ действует сила $F(V + \omega r) - F(V - \omega r) = K \rho (V + \omega r)^2 - K \rho (V - \omega r)^2 = 4K\rho\omega r V$ (здесь $K = \text{const}$) в направлении перпендикулярном как направлению поступательного движения мяча, так и оси его вращения. Эту силу называют силой Магнуса в честь Густава Магнуса экспериментально изучавшего эффект в 1850 году. Если при возникновении вблизи солнечного экватора тело коронального выброса массы по каким-либо причинам начинает вращаться вокруг своей оси, либо попадает в поток, скорость которого существенно изменяется с гелиоширотой, то под действием силы Магнуса (если она действует в полярном направлении) этот движущийся быстрее (или медленнее) окружающего солнечного ветра выброс массы может достичь высоких гелиоширот. *Moussas et al.* [1995] указывали на силу Магнуса, действующую на вихревые структуры солнечного ветра с замкнутой

магнитной конфигурацией, содержащие энергичные частицы, как на возможную причину регистрации в высоких гелиоширотах рекуррентных потоков таких частиц с периодом 26 суток, характерным для вращения приэкваториальных, а отнюдь не полярных, областей Солнца.



Рис.11. Кручёный удар в теннисе или в футболе – пример изменения направления в процессе движения объекта.

Физические механизмы образования корональных выбросов массы до конца не ясны [Klimchuk, 2001]. Понятно, что поскольку приэкваториальное кольцо является областью магнитного удержания корональной плазмы, энергия, запасённая этим кольцом, имеет магнитную природу. Заметим, что только часть этой энергии, так называемая «свободная магнитная энергия», которая связана с электрическими токами, может переходить в другие формы энергии: энергию невозможно извлечь из потенциального (бестокового) магнитного поля (теорема Чандрасекара). Например, выделением значительной энергии сопровождается процесс мелкомасштабного пересоединения в основании межпланетного токового слоя, когда сила перпендикулярных магнитному полю токов достигает порога тиринг-неустойчивости. Другой возможный сценарий - движение в замороженных в фотосферу опор замкнутых магнитных силовых линий приэкваториального кольца. Энергию таким движениям поставляет конвективная зона Солнца, а вызываемая ими деформация замкнутых корональных магнитных силовых линий способна приводить к накоплению магнитных напряжений в короне и к высвобождению энергии этих напряжений в случае развития той или иной плазменной неустойчивости. К накоплению магнитных напряжений может привести и перегрузка плазмой замкнутых магнитных силовых линий. Такую перегрузку вполне обеспечивают протуберанцы – плазменные структуры в короне, для

которых характерны хромосферные температуры и концентрации, и которые часто взрываются одновременно с образованием корональных выбросов массы. Всплывающие в корону из нижележащих слоёв солнечной атмосферы замкнутые магнитные структуры также способствуют накоплению свободной энергии. Наконец, к образованию коронального выброса массы может привести импульсное выделение тепловой энергии в хромосфере и нижней короне (хромосферная вспышка) и связанное с этим импульсное повышение теплового давления плазмы внутри области магнитного удержания.

Похоже, что крупномасштабная структура солнечного ветра и ММП обязана своим существованием переходу (по мере удаления от Солнца) запасённой в короне свободной магнитной энергии в кинетическую энергию крупномасштабных неоднородностей солнечного ветра. Необходимое условие этого процесса – электрическая цепь солнечного ветра включает квазиазимутальный ток в приэкваториальном межпланетном пространстве, который замыкается квазирадiallyными токами в полярном солнечном ветре. Вращающееся Солнце действует в цепи как униполярный индуктор [Alfven, 1977].

2.3 Уравнения

Одножидкостная магнитная гидродинамика представляется простейшей математической схемой, в рамках которой самосогласованно учитываются как силовое взаимодействие магнитного поля и электрического тока (через силу Ампера), так и генерируемые электрическим током магнитные вариации. Источник солнечного ветра – Солнце вращается вокруг своей оси, и этот факт можно учесть выбором системы отсчёта, вращающейся с угловой скоростью ω вращения Солнца, т.е. неинерциальной. Согласно теории поля задача написания уравнений Максвелла в неинерциальных системах отсчёта сводится, в первую очередь, к нахождению метрического тензора g_{nm} (а также g^{nm}). Затем строится контравариантный тензор поля:

$$F^{nm} = g^{nk} g^{mp} F_{kp} \quad (2.3.1)$$

после чего неоднородные уравнения Максвелла записываются в виде

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^m} \{ \sqrt{-g} F^{nm} \} = \frac{4\pi}{c} J^n \quad (2.3.2)$$

(где g – детерминант, построенный из компонент метрического тензора), а вид однородных уравнений Максвелла одинаков во всех, в том числе и неинерциальных системах отсчёта. Будем считать, что система отсчёта вращается медленно в том смысле, что если система вращается с угловой скоростью ω , то рассматривается область таких размеров L , что $\omega L \ll c$ (c – скорость света). Ограничиваясь (в силу медленности вращения) в выражении для метрического тензора линейными по V/c членами, имеем [Grigor'ev et al., 2005]:

$$g_{nm} \cong \begin{pmatrix} 1 & \frac{\omega y}{c} & -\frac{\omega x}{c} & 0 \\ \frac{\omega y}{c} & -1 & 0 & 0 \\ -\frac{\omega x}{c} & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.3.3)$$

Ось z декартовой системы координат направлена вдоль вектора угловой скорости. В линейном приближении $g_{nm} = g^{nm}$. Поправки к компонентам метрического тензора, обусловленные гравитационным полем в ньютоновском приближении, выражаются в заменах $g_{00} \rightarrow 1 + 2\Phi/c^2$, $g^{00} \rightarrow 1 - 2\Phi/c^2$ и выходят за рамки интересующей точности. Ковариантные компоненты тензора поля:

$$F_{nm} = \begin{pmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & 0 & B_z & -B_y \\ E_y & -B_z & 0 & B_x \\ E_z & B_y & -B_x & 0 \end{pmatrix} \quad (2.3.4)$$

дают для контравариантных компонент этого тензора:

$$F^{nm} = g^{nk} g^{mp} F_{kp} = \begin{pmatrix} 0 & \tilde{E}_x & \tilde{E}_y & \tilde{E}_z \\ -\tilde{E}_x & 0 & \tilde{B}_z & -\tilde{B}_y \\ -\tilde{E}_y & -\tilde{B}_x & 0 & \tilde{B}_x \\ -\tilde{E}_z & \tilde{B}_y & -\tilde{B}_x & 0 \end{pmatrix} \quad (2.3.5)$$

где $\tilde{E} \equiv \mathbf{E} - [\boldsymbol{\gamma} \times \mathbf{B}]$, $\tilde{B} \equiv \mathbf{B} - [\boldsymbol{\gamma} \times \mathbf{E}]$, $\boldsymbol{\gamma} = [\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}] / c$, r – гелиоцентрическое расстояние. Учитывая, что в рассматриваемом приближении $\sqrt{-g} \cong 1$, неоднородные уравнения Максвелла имеют вид:

$$\frac{\partial}{\partial x^m} F^{nm} = \frac{4\pi}{c} J^n \quad (2.3.6)$$

Подставляя (2.3.5) в (2.3.6), имеем:

$$[\nabla \times \tilde{B}] = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \tilde{E} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (\nabla \cdot \tilde{E}) = 4\pi q \quad (2.3.7)$$

Однородные же уравнения Максвелла сохраняют одинаковый вид во всех системах отсчёта:

$$[\nabla \times \mathbf{E}] = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B}, \quad (\nabla \cdot \mathbf{B}) = 0 \quad (2.3.8)$$

Если взять дивергенцию от первого из уравнений (2.3.7) и учесть второе из этих уравнений, то получим уравнение сохранения заряда:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} q + (\nabla \cdot \mathbf{j}) = 0 \quad (2.3.9)$$

Закон Ома:

$$\mathbf{j} = \sigma \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{V} \times \mathbf{B}] \right) \quad (2.3.10)$$

Уравнение непрерывности:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + (\nabla \cdot \rho \mathbf{V}) = 0 \quad (2.3.11)$$

Уравнение движения:

$$\rho \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{V} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} \right\} = -\nabla P - \rho \frac{GM_s}{r^2} \mathbf{e}_r + 2\rho \boldsymbol{\omega} [\mathbf{V} \times \mathbf{k}] - \rho \omega^2 r [\mathbf{k} \times [\mathbf{k} \times \mathbf{e}_r]] + \frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] + \nu \left[\Delta \mathbf{V} + \frac{1}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{V}) \right] \quad (2.3.12)$$

Уравнение состояния:

$$P = \frac{2\kappa}{m_p} \rho T \quad (2.2.13)$$

Здесь σ, ν - электропроводность и вязкость плазмы солнечного ветра, t - время, \mathbf{j} - плотность электрического тока, q - плотность электрического заряда, \mathbf{E}, \mathbf{B} - электрическое и магнитное поля, $\mathbf{k} = \boldsymbol{\omega} / \omega$, $\mathbf{e}_r = \mathbf{r} / r$. Для обеспечения замкнутости описания солнечного ветра в рамках одножидкостной магнитной гидродинамики эти уравнения следует дополнить уравнением сохранения энергии. Однако очень трудно написать заслуживающее доверия энергетическое уравнение: характер транспортировки и диссипации энергии в замагниченной плазме солнечного ветра остаётся во многом неясным вследствие плазменных волн (фазовое перемешивание, резонансное поглощение и т.п.), динамики магнитных полей (пересоединение, микровспышки, турбулентность и т.п.), кинетики плазмы (надтепловые частицы и т.п.). Вообще механизм нагрева солнечного ветра - это одна из загадок ближнего космоса и является предметом исследования как с борта

КА «SOHO»и «SDO», так и с борта планируемых к запуску непосредственно в солнечную корону перспективных КА (см. главу 3).

И даже эта простейшая математическая схема всё ещё остаётся очень громоздкой и трудной для анализа. Некоторую упорядоченность способен внести переход к безразмерным переменным. Выберем в качестве единиц измерения: длины – L^* , скорости – V^* , времени – L^*/V^* , плотности – ρ^* , температуры – T^* , давления – $2\kappa\rho^*T^*/m_p$, магнитного поля – B^* , электрического поля – B^*V^*/c , электрического тока – $B^*c/(4\pi L^*)$. В безразмерных переменных:

$$\tilde{\mathbf{B}} \equiv \mathbf{B} - \frac{1}{Ro} \frac{V^{*2}}{c^2} [[\mathbf{k} \times \mathbf{r}] \times \mathbf{E}], \quad \tilde{\mathbf{E}} \equiv \mathbf{E} - \frac{1}{Ro} [[\mathbf{k} \times \mathbf{r}] \times \mathbf{B}] \quad (2.3.14)$$

где $Ro = V^*/(\omega L^*)$ - число Россби, а уравнения Максвелла имеют вид:

$$[\nabla \times \tilde{\mathbf{B}}] = \frac{V^{*2}}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \tilde{\mathbf{E}} + \mathbf{j},$$

$$(\nabla \cdot \tilde{\mathbf{E}}) = 4\pi q,$$

$$[\nabla \times \mathbf{E}] = - \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B},$$

$$(\nabla \cdot \mathbf{B}) = 0 \quad (2.3.15)$$

Закон Ома в безразмерных переменных записывается в виде:

$$\mathbf{j} = Re_m (\mathbf{E} + [\mathbf{V} \times \mathbf{B}]) \quad (2.3.16)$$

где $Re_m = 4\pi\sigma L^* V^*/c^2$ - магнитное число Рейнольдса.

Уравнение непрерывности:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + (\nabla \cdot \rho \mathbf{V}) = 0 \quad (2.3.17)$$

Уравнение движения:

$$\rho \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{V} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} \right\} = - \frac{1}{M^2} \nabla P - \frac{1}{Fr} \frac{\rho}{r^2} \mathbf{e}_r + \frac{1}{Ro} 2\rho [\mathbf{V} \times \mathbf{k}] - \frac{1}{Ro^2} \rho r [\mathbf{k} \times [\mathbf{k} \times \mathbf{e}_r]] + \frac{1}{M_A^2} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] + \frac{1}{Re} [\Delta \mathbf{V} + \frac{1}{3} \nabla(\nabla \cdot \mathbf{V})] \quad (2.3.18)$$

где $M = V^*/V_s$ - число Маха, $V_s = (2\kappa T^*/m_p)^{1/2}$, $M_A = (V^*/B^*)(4\pi\rho^*)^{1/2}$ - альвеновское число Маха, $Fr = V^{*2}L^*/(GM_s)$ - число Фруда, $Re = \rho^*V^*L^*/\nu$ - число Рейнольдса. Относительная величина различных слагаемых в вышенаписанных уравнениях определяется значениями шести безразмерных параметров (Ro, M, M_A, Fr, Re, Re_m) – безразмерных комбинаций, составленных из характерных для крупномасштабной структуры солнечного ветра длины, скорости, магнитной индукции и т.п. В частности, очень малые (или очень большие) значения одного из этих параметров помогают выделить главные члены в уравнениях и, тем самым, несколько упростить дальнейший анализ. Если не рассматривать мелкомасштабные процессы в непосредственной окрестности нейтральной поверхности ММП, или в двойных электрических слоях, или на ударной волне, то высокие скорости (порядка сотен км/сек), большие линейные размеры (порядка расстояния от Земли до Солнца), характерные для крупномасштабной структуры, в сочетании с довольно высокой электропроводностью солнечного ветра (сравнимой с электропроводностью плохих металлических проводников) определяют очень высокие (в пределе $Re_m \rightarrow \infty$) значения магнитного числа Рейнольдса. В приближении $Re_m \rightarrow \infty$ закон Ома вырождается в соотношение:

$$\mathbf{E} = - [\mathbf{V} \times \mathbf{B}] \quad (2.3.19)$$

т.е. рассматривается только индукционное электрическое поле. Следуя Паркеру [Parker, 1958], отбросим вязкие члены в уравнении движения при моделировании крупномасштабной структуры, т.е. положим $Re \rightarrow \infty$.

2.4 Сверхзвуковой сверхальвеновский ветер

Согласно прямым измерениям с борта КА солнечный ветер вблизи орбиты Земли сверхзвуковой, сверхальвеновский и практически радиальный (в инерциальной системе отсчёта), а дистанционное зондирование солнечной короны различными методами свидетельствует в пользу сверхзвукового сверхальвеновского радиального солнечного ветра уже на гелиоцентрических расстояниях порядка $30 R$. Поэтому приближение $M \rightarrow \infty$, $M_A \rightarrow \infty$, $Fr \rightarrow \infty$ вполне подходит для теоретического исследования крупномасштабной структуры солнечного ветра на гелиоцентрических расстояниях свыше $30 R$, а система уравнений одножидкостной магнитной гидродинамики вырождается в:

$$[\nabla \times \tilde{\mathbf{B}}] = \frac{V^{*2}}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \tilde{\mathbf{E}} + \mathbf{j},$$

$$(\nabla \cdot \tilde{\mathbf{E}}) = 4\pi q,$$

$$[\nabla \times [\mathbf{V} \times \mathbf{B}]] = \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B},$$

$$(\nabla \cdot \mathbf{B}) = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + (\nabla \cdot \rho \mathbf{V}) = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{V} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = \frac{2}{Ro} [\mathbf{V} \times \mathbf{k}] - \frac{r}{Ro^2} [\mathbf{k} \times [\mathbf{k} \times \mathbf{e}_r]] \quad (2.4.1)$$

В сферической системе координат (r, θ, ϕ) , вращающейся вместе с Солнцем (когелиоширота $\theta=0$ на северном полюсе Солнца), компоненты скорости солнечного ветра задаём в виде:

$$V_r = V_r(r, \theta, \phi, t), \quad V_\phi = -\frac{1}{Ro} r \sin \theta, \quad V_\theta = 0 \quad (2.4.2)$$

Нерадиальная компонента скорости V_ϕ полностью обусловлена использованием вращающейся системы отсчёта. Подставляя соотношения (2.4.2) в уравнения движения и непрерывности, имеем:

$$\frac{\partial}{\partial t} V_r + V_r \frac{\partial}{\partial r} V_r - \frac{1}{Ro} \frac{\partial}{\partial \phi} V_r = 0 \quad (2.4.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (r^2 \rho) + r^2 \rho \frac{\partial}{\partial r} V_r + V_r \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho) = 0 \quad (2.4.4)$$

Подставляя соотношения (2.4.2) в уравнение электромагнитной индукции с учётом условия

$$(\nabla \cdot \mathbf{B}) = 0 \rightarrow \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 B_r) + \frac{\partial}{\partial \theta} B_\theta = -\frac{1}{\sin \theta} (B_\theta \cos \theta + \frac{\partial}{\partial \phi} B_\phi) \quad (2.4.5)$$

получаем:

$$\frac{\partial}{\partial t} (r B_\theta) + V_r \frac{\partial}{\partial r} (r B_\theta) - \frac{1}{Ro} \frac{\partial}{\partial \phi} (r B_\theta) = -r B_\theta \frac{\partial}{\partial r} V_r \quad (2.4.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (r B_\phi) + V_r \frac{\partial}{\partial r} (r B_\phi) - \frac{1}{Ro} \frac{\partial}{\partial \phi} (r B_\phi) = \frac{1}{Ro} r B_\theta \cos \theta - r B_\phi \frac{\partial}{\partial r} V_r \quad (2.4.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (r^2 B_r \sin \theta) + V_r \frac{\partial}{\partial r} (r^2 B_r \sin \theta) - \frac{1}{Ro} \frac{\partial}{\partial \phi} (r^2 B_r \sin \theta) = r B_\theta \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} V_r + r B_\phi \frac{\partial}{\partial \phi} V_r \quad (2.4.8)$$

Если ввести уравнения характеристик:

$$\frac{dr}{dt} = V_r, \quad \frac{d\phi}{dt} = -\frac{1}{Ro}, \quad \frac{d\theta}{dt} = 0 \quad (2.4.9)$$

то уравнение для определения скорости на характеристике имеет вид:

$$\frac{d}{dt} V_r = 0 \rightarrow V_r = const \quad (2.4.10)$$

Уравнение для определения B_θ на характеристике имеет вид:

$$\frac{d}{dt} (rB_\theta) = -rB_\theta \frac{\partial}{\partial r} V_r \rightarrow rB_\theta = C_1 \exp \left\{ - \int \frac{\partial}{\partial r} V_r dt \right\}, \quad C_1 = const \quad (2.4.11)$$

Уравнение для определения B_ϕ на характеристике имеет вид:

$$\frac{d}{dt} (rB_\phi) = -rB_\phi \frac{\partial}{\partial r} V_r + \frac{1}{Ro} rB_\phi \cos \theta \quad (2.4.12)$$

Уравнение для определения B_r на характеристике имеет вид:

$$\frac{d}{dt} (r^2 B_r \sin \theta) = rB_\theta \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} V_r + rB_\phi \frac{\partial}{\partial \phi} V_r \quad (2.4.13)$$

Уравнение для определения плотности ρ солнечного ветра имеет вид:

$$\frac{d}{dt} (r^2 \rho) = -r^2 \rho \frac{\partial}{\partial r} V_r \rightarrow r^2 \rho = C_2 \exp \left\{ - \int \frac{\partial}{\partial r} V_r dt \right\}, \quad C_2 = const \quad (2.4.14)$$

Нелинейная схема, которая позволяет по известным $V_r(\theta, \phi, t)$, $B_r(\theta, \phi, t)$, $B_\phi(\theta, \phi, t)$, $B_\theta(\theta, \phi, t)$ на уровне $30 R$ рассчитать крупномасштабную структуру солнечного ветра с помощью уравнений (2.4.10) – (2.4.14), была предложена в работах *Шабанского и Шистера* [1973]. Требование малости амплитуды неоднородностей, характерное для линейных схем, в данном случае отсутствует. По-существу, уравнением (2.4.10) описывается движение солнечного ветра по инерции; при таком движении с ростом гелиоцентрического расстояния в солнечном ветре возрастает вероятность образования складок (областей бесконечно большой плотности), когда более быстрые частицы догоняют более медленные, а градиентами теплового давления (объективно способными предотвратить образование складок) пренебрегается. Оценки Шабанского и Шистера показывают, что вблизи орбиты Земли схема (2.4.10) – (2.4.14), по-видимому, ещё способна описать неоднородную нестационарную крупномасштабную структуру солнечного ветра.

При известных \mathbf{V} и \mathbf{B} плотность электрического заряда в плазме солнечного ветра определяется уравнением:

$$(\nabla \cdot \tilde{\mathbf{E}}) = 4\pi q$$

а плотность электрического тока \mathbf{j} – уравнением:

$$[\nabla \times \tilde{\mathbf{B}}] = \frac{V^{*2}}{c^2} \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t} + \mathbf{j}$$

где $\tilde{\mathbf{E}}$ и $\tilde{\mathbf{B}}$ определяются формулами (2.3.14) по заданным $\mathbf{E} = -[\mathbf{V} \times \mathbf{B}]$ и \mathbf{B} . Если $V_r = \text{const}$, $V_\phi = -r \sin \theta / R_0$, $B_\theta = 0$, то из уравнений (2.4.10) – (2.4.14) следует, что $rB_\phi = \text{const}$ и $r^2 B_r \sin \theta = \text{const}$ на характеристиках, так что $(V_\phi / V_r) = C_3 r \sin \theta = (B_\phi / B_r)$, $C_3 = \text{const}$, т.е. вектор скорости параллелен вектору магнитной индукции во вращающейся системе; тем самым система (2.4.10) – (2.4.14) включает модель ММП Паркера [Parker, 1958] в качестве частного случая. Вместе с тем система (2.4.10) – (2.4.14) по своим возможностям гораздо богаче модели Паркера. Например, в рамках этой системы поддаётся расчёту пространственно-временная эволюция северо-южной компоненты ММП (уравнение (2.4.11)), а сравнение уравнений (2.4.11) и (2.4.14) наводит на мысль о достаточно высокой корреляции величины северо-южной компоненты ММП и плотности солнечного ветра. В то же время условие $M_A \rightarrow \infty$ означает, что пространственно-временная эволюция магнитного поля рассматривается в кинематическом приближении: в сверхальвенсовском солнечном ветре силовым воздействием магнитного поля на течение солнечного ветра можно вполне обоснованно пренебречь. Поэтому формирование корональных корней крупномасштабной структуры солнечного ветра остаётся за пределами возможностей схемы (2.4.10) – (2.4.14).

2.5 Полярный солнечный ветер

Полный оборот КА «Ulysses» вокруг Солнца по полярной орбите показал, что почти 80% гелиосферы в минимуме солнечной активности заполнены пространственно однородным разрежённым высокоскоростным солнечным ветром, радиальная компонента магнитного поля которого не зависит ни от гелиошироты, ни от гелиодолготы, а нерадиальные компоненты магнитного поля и скорости при изменении гелиошироты и/или гелиодолготы изменяются в фазе [Balogh et al., 1995]. Более того, анализ данных наблюдений радиосигнала с «Ulysses» совместно с данными наблюдений белой и рентгеновской короны, позволяющий проследить неоднородности электронной концентрации в интервале гелиоцентрических расстояний (1,03-30) R_\odot , показывает, что границы корональных дыр, активных областей, яркие корональные точки и т.п. проецируются солнечным ветром в межпланетное пространство практически радиально [Woo, Habbal, 1999]. Небольшая нерадиальность имеется лишь в сравнительно узкой ($\pm 30^\circ$) приэкваториальной широтной зоне. Граница полярной корональной дыры не обнаруживает значительной нерадиальности, как считалось ранее [Munro, Jackson, 1977], но является практически радиальной.

Дополненные дистанционными наблюдениями полярной короны с борта КА «SOHO» и наземными радиоастрономическими наблюдениями мерцаний радиоисточников, прямые измерения с борта КА «Ulysses» поставили первые экспериментальные точки на «разгонной кривой» полярного солнечного ветра, которая оказалась круче соответствующей кривой, относящейся к плоскости эклиптики. Любая претендующая на реалистичность модель крупномасштабной структуры солнечного ветра должна объяснять эту её полярную особенность.

На примерах сферически симметричных моделей было показано, что при определённых условиях дополнительный (к теплопроводности) нагрев корональной плазмы способен приводить к возрастанию скорости солнечного ветра, как, впрочем, и прямая передача корональной плазме дополнительного (к создаваемому градиентом теплового давления) импульса. Однако природа таких тепловых и/или импульсных добавок не вполне ясна и остаётся предметом дискуссии. Среди возможных кандидатов рассматривались альвеновские волны, нано-вспышки, плазменные выбросы из микроспикул, магнитное пересоединение и т.д.

Ниже проанализирован вклад системы продольных токов (которую вращение Солнца создаёт в полярной короне) в придание дополнительного ускорения полярному солнечному ветру. Если предполагать, что в замагниченной разрежённой плазме полярной короны имеются только продольные объёмные электрические токи [Alfvén, 1977], а в качестве единиц измерения принять R - радиус Солнца как единицу длины, $(2GM_s/R)^{1/2}$ - вторую космическую скорость для Солнца как единицу скорости, ρ_s - как единицу плотности, $2GM_s\rho_s/R$ - как единицу давления, B_s - как единицу магнитного поля, $(B_s/c)(2GM_s/R)^{1/2}$ - как единицу электрического поля, $B_sc/(4\pi R)$ - как единицу плотности электрического тока, $c/(4\pi R)$ - как единицу параметра кручения, то в качестве модели полярного солнечного ветра в интервале гелиоцентрических расстояний (1-30) R можно рассматривать бессилловые решения уравнений:

$$[\nabla \times \mathbf{E}] = 0 \rightarrow \mathbf{E} = -\nabla\varphi,$$

$$(\nabla \bullet \nabla\varphi) + \frac{1}{Ro} r[[\mathbf{k} \times \mathbf{e}_r] \times \mathbf{B}] = 0,$$

$$-\nabla\varphi + [\mathbf{V} \times \mathbf{B}] = 0, (\mathbf{V} \bullet \nabla\varphi) = 0,$$

$$[\nabla \times \mathbf{B}] = \alpha\mathbf{B}, (\nabla \bullet \mathbf{j}) = 0 \rightarrow (\mathbf{B} \bullet \nabla\alpha) = 0,$$

$$(\nabla \bullet \mathbf{B}) = 0,$$

$$(\nabla \bullet \rho\mathbf{V}) = 0,$$

$$\rho(\mathbf{V} \bullet \nabla)\mathbf{V} = -\nabla P - \frac{\rho}{r^2} \mathbf{e}_r + \frac{1}{Ro} 2\rho[\mathbf{V} \times \mathbf{k}] - \frac{1}{Ro^2} \rho r[\mathbf{k} \times [\mathbf{k} \times \mathbf{e}_r]] \quad (2.5.1)$$

где $(2GM_s/R)^{1/2}/(\omega R)$ - число Россби. Плотность объёмного электрического заряда в полярном солнечном ветре в интервале гелиоцентрических расстояний $(1-30) R$ предполагается нулевой. Это означает, что характерный пространственный масштаб (R) должен существенно превышать дебаевский радиус, а разность скоростей протонной и электронной компонент плазмы солнечного ветра, характеризующая плотность электрического тока, должна быть существенно меньше скорости солнечного ветра.

Считаем границей полярной короны боковую поверхность конуса, осью которого является ось солнечного вращения, а центр помещён в центр Солнца, и рассмотрим солнечный ветер внутри этого конуса. При сидерическом периоде солнечного вращения полярной короны порядка 30 суток и второй космической скорости для Солнца - 618 км/сек Ro^{-1} имеет порядок 10^{-3} . Используя Ro^{-1} в качестве малого параметра ищем решение системы (2.5.1) в виде:

$$\begin{aligned}
 \varphi &= \varphi_0 + \frac{1}{Ro} \varphi_1, \\
 \alpha &= \alpha_0 + \frac{1}{Ro} \alpha_1, \\
 \rho &= \rho_0 + \frac{1}{Ro} \rho_1, \\
 P &= P_0 + \frac{1}{Ro} P_1, \\
 \mathbf{V} &= \mathbf{V}_0 + \frac{1}{Ro} \mathbf{V}_1, \\
 \mathbf{B} &= \mathbf{B}_0 + \frac{1}{Ro} \mathbf{B}_1
 \end{aligned} \tag{2.5.2}$$

Подставляя разложения (2.5.2) в уравнения (2.5.1) и пренебрегая малыми членами порядка выше Ro^{-1} получаем две системы уравнений – систему нулевого приближения по вращению (отсутствие вращения) и систему линейных уравнений первого приближения по вращению (медленное вращение). Система нулевого приближения (отсутствие вращения) имеет вид:

$$(\nabla \cdot \nabla \varphi_0) = 0,$$

$$-\nabla \varphi_0 + [\mathbf{V}_0 \times \mathbf{B}_0] = 0,$$

$$(\mathbf{V}_0 \cdot \nabla \varphi_0) = 0,$$

$$[\nabla \times \mathbf{B}_0] = \alpha_0 \mathbf{B}_0,$$

$$(\mathbf{B}_0 \cdot \nabla \alpha_0) = 0,$$

$$(\nabla \cdot \mathbf{B}_0) = 0,$$

$$(\nabla \bullet \rho_0 \mathbf{V}_0) = 0,$$

$$\rho_0 (\mathbf{V}_0 \bullet \nabla) \mathbf{V}_0 = -\nabla P_0 - \frac{\rho_0}{r^2} \mathbf{e}_r \quad (2.5.3)$$

В качестве нулевого приближения по вращению для полярного солнечного ветра выбираем изотермическое (T – температура короны) сферически симметричное решение [Parker, 1958], которое в сферической системе координат (r, θ, ϕ) (ϕ – гелиодолгота во вращающейся системе отсчёта) имеет вид:

$$\begin{aligned} \varphi_0 = const, \alpha_0 = 0, \mathbf{B}_0 = \left\{ \frac{B_s}{r^2}, 0, 0 \right\}, \mathbf{V}_0 = \{ V_{r0}(r), 0, 0 \}, \rho_0 V_{r0} r^2 = \rho_s V_s, P_0 = C_4 \rho_0, \\ C_4 = \frac{\kappa T R}{G M_s m_p}, \frac{V_{r0}^2}{2} + C_4 \ln \frac{V_s}{V_{r0} r^2} + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{r} \right) = 0, 3 \ln C_4 + \frac{1}{C_4} = -2 \ln(16 V_s), \end{aligned} \quad (2.5.4)$$

Здесь ρ_s , V_s , B_s – плотность, скорость и магнитное поле ($const$) в основании короны при $r = R$. Последнее из соотношений (2.5.4) – это условие прохождения интегральной кривой паркеровского изотермического решения через критическую точку в предположении, что скорость солнечного ветра в основании короны много меньше второй космической скорости для Солнца. Для выбранного нулевого приближения система первого приближения (медленное вращение) имеет вид:

$$(\nabla \bullet \nabla \varphi_1) + \frac{B_s}{r} (\nabla \bullet [[\mathbf{k} \times \mathbf{e}_r] \times \mathbf{e}_r]) = 0,$$

$$-\nabla \varphi_1 + \frac{B_s}{r^2} [\mathbf{V}_1 \times \mathbf{e}_r] + V_{r0} [\mathbf{e}_r \times \mathbf{B}_1] = 0,$$

$$(\mathbf{e}_r \bullet \nabla \varphi_1) = 0,$$

$$[\nabla \times \mathbf{B}_1] = \alpha_1 \frac{B_s}{r^2} \mathbf{e}_r,$$

$$(\mathbf{e}_r \bullet \nabla \alpha_1) = 0,$$

$$(\nabla \bullet \mathbf{B}_1) = 0,$$

$$(\nabla \bullet \rho_1 \mathbf{V}_0) + (\nabla \bullet \rho_0 \mathbf{V}_1) = 0,$$

$$\rho_1 (\mathbf{V}_0 \bullet \nabla) \mathbf{V}_0 + \rho_0 (\mathbf{V}_1 \bullet \nabla) \mathbf{V}_0 + \rho_0 (\mathbf{V}_0 \bullet \nabla) \mathbf{V}_1 = -\nabla P_1 - \frac{\rho}{2r^2} + 2\rho_0 V_{r0} [\mathbf{e}_r \times \mathbf{k}] \quad (2.5.5)$$

Линейный характер системы (2.5.5) позволяет построить её решение $\{\varphi_1, \alpha_1, \rho_1, P_1, V_1, B_1\}$ методом разделения переменных. Детали процедуры такого построения можно найти в [Pisanko, 1997; Grigor'ev et al., 2005]. В конце концов в сопутствующей инерциальной системе получается следующая модель полярного солнечного ветра:

$$P = C_4 \frac{\rho_s V_s}{V_{r0} r^2} + \frac{1}{Ro} \frac{\rho_s V_s V_{r0}}{r} [2 + \sqrt{Q(r)}] F_2(\theta, \phi) H(r-r_d) \quad (2.5.6)$$

$$\rho = \frac{\rho_s V_s}{V_{r0}^2 r^2} \left[V_{r0} - \frac{1}{Ro} F_1(r) F_2(\theta, \phi) H(r-r_d) \right] \quad (2.5.7)$$

$$V_r = V_{r0} + \frac{1}{Ro} F_1(r) F_2(\theta, \phi) H(r-r_d) \quad (2.5.8)$$

$$F_1(r) = \int_1^r V_{r0}(\xi) \{2 - Q(\xi) - 2[C_4 - V_{r0}^2(\xi) Q(\xi)] [V_{r0}^2(\xi) - C_4] - 1\} \exp\left[\int_\xi^r \frac{d\eta}{2\eta^2 V_{r0}^2(\eta)}\right] d\xi \quad (2.5.9)$$

$$Q(\xi) = \left[\frac{2C_4 - 0,5}{\xi V_{r0}^2(\xi) - C_4 \xi} \right]^2 \quad (2.5.10)$$

$$F_2(\theta, \phi) = a_0 + \sum_{m=3}^{\infty} \operatorname{tg}^m(\theta/2) (a_m \sin m\phi + b_m \cos m\phi) \quad (2.5.11)$$

$$V_\theta = \frac{1}{Ro} r V_{r0} F_3(\theta, \phi) H(r-r_d); F_3(\theta, \phi) = \sum_{m=3}^{\infty} \frac{m \sin^{m-1}(\theta/2)}{2 \cos^{m+1}(\theta/2)} (a_m \cos m\phi + b_m \sin m\phi) \quad (2.5.12)$$

$$V_\phi = \frac{1}{Ro} \{r \sin\theta [1 - H(r-r_d)] + r V_{r0} F_4(\theta, \phi) H(r-r_d)\} \quad (2.5.13)$$

$$F_4(\theta, \phi) = \sum_{m=3}^{\infty} m \operatorname{tg}^m(\theta/2) (a_m \sin m\phi - b_m \cos m\phi) \quad (2.5.14)$$

$$\varphi = C_5 - \frac{1}{Ro} B_s \cos\theta [1 - H(r-r_d)] \quad (2.5.15)$$

$$B_r = \frac{B_s}{r^2} \quad (2.5.16)$$

$$B_\theta = \frac{1}{Ro} \frac{B_s}{r} F_3(\theta, \phi) H(r-r_d) \quad (2.5.17)$$

$$B_\phi = \frac{1}{Ro} \frac{B_s}{r} F_4(\theta, \phi) H(r-r_d) \quad (2.5.18)$$

$$j_r = \frac{1}{Ro} \frac{B_s}{r^2} F_5(\theta, \phi); F_5(\theta, \phi) = \sum_{m=3}^{\infty} \frac{m^2 \sin^{m-2}(\theta/2)}{2 \cos^{m+2}(\theta/2)} (a_m \cos m\phi - b_m \sin m\phi) \quad (2.5.19)$$

Здесь $H(r-r_d)$ – функция Хевисайда. Смысл и величина параметра r_d будут конкретизированы ниже. Формально решение (2.5.6) – (2.5.19) построено для $\theta < \pi/2$; для $\theta > \pi/2$ можно использовать симметрию по отношению к экватору. Уравнения (2.5.13) и (2.5.15) означают, что в этой модели полярная корона на гелиоцентрических расстояниях свыше r_d не коротитруется с полярной фотосферой. С

точки зрения вращающего наблюдателя это результат зонального (с запада на восток т.е. в направлении противоположном направлению солнечного вращения) дрейфа корональной плазмы (выше r_d) в скрещённых радиальном магнитном поле и наведённом вращением Солнца меридиональном электрическом поле униполярной индукции с угловой скоростью равной угловой скорости полярной фотосферы ω , подобно хорошо известному “гомополярному эффекту” [Альвен, Аррениус, 1979]. Если считать, что полярная корона на гелиоцентрических расстояниях менее r_d коротитруется с полярной фотосферой и, следовательно, находится под потенциалом униполярной индукции, то необходимо допустить существование двойного электрического слоя, упоминаемого [Alfven, 1977], на гелиоцентрическом расстоянии r_d .

При построении решения (2.5.6) – (2.5.19) ставилось требование отсутствия поверхностного электрического заряда на боковой поверхности конуса ($\theta = \theta_b$), моделирующего границу полярного солнечного ветра. Это означало непрерывность единственной ненулевой (в данной модели) меридиональной компоненты электрического поля при пересечении границы полярного солнечного ветра, и обеспечивалось при условии, что экваториальная корона (при $r > r_d$) вращается с угловой скоростью $\omega_1 > \omega$, а магнитное поле с “экваториальной стороны” боковой поверхности конуса имеет “анти-паркеровскую” спиральную конфигурацию

$$B_r = \frac{B_s}{r^2}, \quad B_\phi = \frac{\omega_1}{\omega} \frac{1}{Ro} \frac{B_s}{V_{r0} r} \sin \theta_b \quad (2.5.20)$$

с наклоном к западу (т.е. в направлении солнечного вращения). Интересно отметить, что средний наклон фотосферного магнитного поля в направлении запад-восток, определявшийся по данным фотосферных магнитных наблюдений на солнечной обсерватории Wilcox за период 1977-92 годов оказался западным и равным $0,6^\circ$ (т.е. в направлении солнечного вращения) [Scauner, Scherrer, 1994]. На языке электрических токов уравнения (2.5.18) и (2.5.20) трактуют границу полярного солнечного ветра на гелиоцентрическом расстоянии свыше r_d как токовый слой с поверхностным током радиального направления:

$$i_r = \frac{1}{Ro} \frac{B_s}{r} \left[\frac{\omega_1}{\omega} \frac{1}{V_{r0}} \sin \theta_b - F_4(\theta, \phi) \right] \quad (2.5.21)$$

Токовая система полярного солнечного ветра, описываемая уравнениями (2.5.19) и (2.5.21), отличается от предложенной Альвен [1977] концепции линейного тока, текущего вдоль оси солнечного вращения. Скорее она напоминает «коаксиальный кабель» – конический токовый слой ($\theta = \theta_b$ - оболочка кабеля), несущий поверхностные токи радиального направления (формула (2.5.21)) в сумме равные радиальной компоненте тока в межпланетном токовом слое с противоположным знаком, с множеством «проводов» внутри «оболочки» – объёмных радиальных электрических токов (формула (2.5.19)), направленных противоположно один другому, так что суммарный объёмный ток в полярном солнечном ветре равен нулю. Плотность электрического тока равна нулю на оси солнечного вращения и

возрастает по мере приближения к границе полярного солнечного ветра. Такая токовая система может реализоваться при наличии надтепловых ионов и электронов в плазме полярного солнечного ветра, которые можно рассматривать в качестве носителей продольных токов. (В последние годы постоянное присутствие надтепловых хвостов функций распределения ионов солнечного ветра зарегистрировано с борта КА не только в полярном солнечном ветре, но даже и в более низких гелиоширотах [Gloeckler, 2003; Simunac and Armstrong, 2004]). Ситуация напоминает токовую систему полярной магнитосферы [Potemra, 1986]. Минимально допустимое число «проводов» в токовой системе полярного солнечного ветра равно шести ($m=3$ в формуле (2.5.19)). Интересно отметить, что подобная токовая система (две коаксиальные катушки и шесть расположенных параллельно оси катушек проводов, несущих электрические токи противоположных направлений) была собрана в ИАЭ им. И.В. Курчатова для создания магнитного поля в исследовательских установках термоядерного синтеза ПР-5,6,7 и «ОГРА» [Арцимович, 1978] (рис.12).

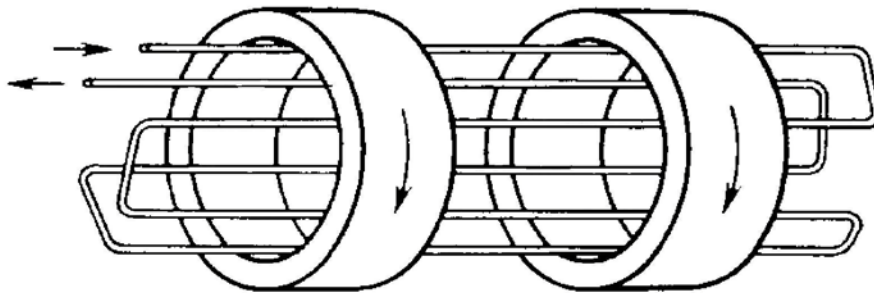


Рис.12. Токовая система, реализованная на установке «ОГРА».

Дополнительный градиент давления (пропорциональный величине параметра a_0), создаваемый системой продольных электрических токов (надтепловыми ионами и электронами) приводит к дополнительному (к паркеровскому) ускорению полярного солнечного ветра. Осредняя формулы (2.5.6) – (2.5.8) по гелиошироте и гелиодолготе, имеем:

$$\langle P \rangle = C_4 \frac{\rho_s V_s}{V_{r0} r^2} + a_0 \frac{1}{Ro} \frac{\rho_s V_s V_{r0}}{r} [2 + \sqrt{Q(r)}] H(r-r_d) \quad (2.5.22)$$

$$\langle \rho \rangle = \frac{\rho_s V_s}{V_{r0}^2 r^2} \left[V_{r0} - a_0 \frac{1}{Ro} F_1(r) H(r-r_d) \right] \quad (2.5.23)$$

$$\langle V_r \rangle = V_{r0} + a_0 \frac{1}{Ro} F_1(r) H(r-r_d) \quad (2.5.24)$$

Модель (2.5.6) – (2.5.21) справедлива до тех пор, пока членами порядка Ro^{-2} можно пренебречь. Это ограничивает область определения данной модели и область изменения параметров a_0 и r_d . Параметры a_0 и r_d выбираются исходя из того, что

$Ro^{-1}V_{r1}$ не может превышать 25-30% от V_r . В противном случае членами порядка Ro^{-2} пренебрегать нельзя. С другой стороны численные значения параметров a_0 и r_d не должны быть меньше Ro^{-2} во избежание потери точности. Чем ближе двойной слой (r_d) к солнечной поверхности, тем больше функция $F_1(r)$, определённая при $r > r_d$; отодвигая двойной слой (r_d) от солнечной поверхности, величину $F_1(r)$ можно уменьшить. Численные значения параметров r_d , a_0 , T , удовлетворяющие двум вышеназванным условиям, можно определить нормировкой формулы (2.5.23) к заданному эмпирическому радиальному профилю электронной концентрации полярной короны. Использование эмпирического профиля [Munro, Jackson, 1977] даёт $a_0 = 0.632$, $r_d = 2.6 R$, $T = 2 \times 10^6$ °К, а профиля [Kohl et al., 1998] - $a_0 = 0.627$, $r_d = 2.4 R$, $T = 2 \times 10^6$ °К. При этом из формулы (2.5.24) имеем $\langle V_r(30R) \rangle \cong 750$ км/сек, что близко к скоростям полярного солнечного ветра, измеренным с борта КА «Ulysses» в 1995 году в минимуме цикла солнечной активности во время пролёта через полярные области гелиосферы. Интересно отметить, что положение двойного электрического слоя $r_d = (2.4-2.6) R$ оказалось близким к положению так называемой «поверхности источника» ($r = 2.5 R$), полученному подгонкой модели потенциального (т.е. бестокового) магнитного поля к фотографиям короны, сделанным в моменты солнечных затмений [Altschuler, Newkirk, 1969]. Область определения модели (2.5.6) – (2.5.21) ограничена гелиоцентрическими расстояниями $60 R$ – на больших гелиоцентрических расстояниях членами порядка Ro^{-2} пренебрегать уже нельзя. Для описания полярного солнечного ветра на расстояниях свыше $60 R$ вполне применима модель Шабанского-Шустера [1973].

В соответствие с формулой (2.5.16) радиальная компонента магнитного поля полярного солнечного ветра не зависит ни от гелиошироты, ни от гелиодолготы. Согласно (2.5.12) – (2.5.14), (2.5.17), (2.5.18) нерадиальные компоненты магнитного поля и скорости полярного солнечного ветра при изменении гелиошироты и/или гелиодолготы изменяются в фазе. Заметим, что согласно данным прямых измерений с борта КА «Ulysses», нерадиальные компоненты скорости и магнитного поля изменялись в фазе, а радиальная компонента магнитного поля в полярной гелиосфере не обнаружила зависимости ни от гелиошироты, ни от гелиодолготы [Balogh et al., 1995].

Запуск КА-разведчика в солнечную корону с прохождением на расстоянии порядка $3 R$ от солнечной поверхности мог бы прояснить механизм ускорения полярного солнечного ветра [Randolph, 1996; Habbal et al., 1998]. Основываясь на вышеизложенном можно сформулировать несколько теоретических предсказаний, касающихся прямых измерений частиц и полей вблизи Солнца с борта такого КА. Во время быстрого пролёта высокоширотных областей солнечной короны КА мог бы обнаружить:

- наблюдательные проявления двойного электрического слоя в виде повышенного уровня нетеплового радиоизлучения, генерируемого надтепловыми электронами вблизи локальной плазменной частоты внутри двойного слоя
- дополнительное (к паркеровскому) ускорение полярного солнечного ветра выше двойного электрического слоя

- фазовую когерентность нерадиальных составляющих скорости и магнитного поля солнечного ветра с одновременным отсутствием зависимости радиальной составляющей магнитного поля солнечного ветра от гелиошироты и гелиодолготы
- регулярную пространственно-временную структуру потоков надтепловых ионов и электронов – носителей продольных токов.

Во время быстрого пролёта солнечной короны в средних гелиоширотах магнитометр на борту КА мог бы обнаружить спиральную конфигурацию крупномасштабного коронального магнитного поля с наклоном к западу (т.е. в направлении солнечного вращения) – анти-паркеровскую спираль.

2.6 Вблизи плоскости эклиптики

Выше описаны две модели крупномасштабной структуры солнечного ветра и ММП, охватывающие более 80% объёма внутренней гелиосферы в годы минимума солнечной активности. Эти модели характеризуются либо малостью электрического тока, либо отсутствием перпендикулярной к магнитному полю составляющей электрического тока. Однако пренебрегать перпендикулярной к магнитному полю составляющей электрического тока неправомерно в приэкваториальном (в интервале гелиоширот $\pm 30^\circ$) солнечном ветре на гелиоцентрических расстояниях менее $30 R$, где электрический ток направлен преимущественно по азимуту.

2.6.1 Трансальвеновский сверхзвуковой ветер

Рассмотрим сначала приэкваториальный солнечный ветер в интервале гелиоцентрических расстояний $(5-20) R$. Имеющаяся наблюдательная информация об этой области недостаточно полна. Некоторое представление о геометрии магнитных силовых линий в указанной области дают радиоастрономические наблюдения рассеяния излучения Крабовидной туманности во время её затмения солнечной короной, поскольку неоднородности электронной концентрации внешней короны, на которых происходит рассеяние, ориентированы в пространстве общим магнитным полем Солнца. Согласно [Уиндхэм, 1968], магнитные силовые линии здесь практически радиальны. К такому же выводу приводит и анализ фотографий корональных лучей, сделанных во время солнечных затмений [Несмянович, 1971; Vsekhsvjatsky, 1963]. Радиальная структура корональных лучей хорошо видна на внеатмосферной фотографии короны (рис. 13).

Положим (например, в соответствии с [Randolph, 1996]), что наиболее удалённая от фотосферы точка звуковой поверхности расположена на гелиоцентрическом расстоянии ближе $5 R$, а ближайшая к фотосфере точка альвеновской поверхности расположена на гелиоцентрическом расстоянии дальше $5 R$. Единственным исключением, где альвеновская точка может проникнуть внутрь сферы радиусом $5 R$, является межпланетный токовый слой. Поскольку на гелиоцентрических расстояниях менее $20 R$ паркеровская спираль магнитного поля

практически незаметна, можно пренебречь влиянием солнечного вращения на динамику и электродинамику течения в средних и низких гелиоширотах ($Ro \rightarrow \infty$). Оценка величины числа Фруда при характерных параметрах течения в интервале гелиоцентрических расстояний (5-20) R позволяет пренебречь влиянием гравитации в указанном интервале гелиоцентрических расстояний ($Fr \rightarrow \infty$).



Рис.13. Радиальная структура корональных лучей.

Зафиксировав радиальную геометрию магнитных силовых линий и считая скорость течения параллельной магнитному полю, в сферической системе координат можно записать:

$$\mathbf{V}(r, \theta, \phi) = \{V_r(r, \theta, \phi), 0, 0\}, \mathbf{B}(r, \theta, \phi) = \{B_r(r, \theta, \phi), 0, 0\} \quad (2.6.1)$$

При этом уравнения идеальной магнитной гидродинамики ($Re \rightarrow \infty$, $Re_m \rightarrow \infty$) в стационарном случае вырождаются в:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho V_r) &= 0, \\ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 B_r) &= 0, \\ \rho V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + \frac{1}{M^2} \frac{\partial P}{\partial r} &= 0, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} + \frac{1}{r} \frac{M^2}{M_A^2} B_r \frac{\partial B_r}{\partial \theta} &= 0, \end{aligned}$$

$$\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial P}{\partial \phi} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{M^2}{M_A^2} B_r \frac{\partial B_r}{\partial \phi} = 0 \quad (2.6.2)$$

После интегрирования имеем:

$$r^2 \rho V_r = r_0^2 \rho_0 V_{r0} \quad (2.6.3)$$

$$r^2 B_r = r_0^2 B_{r0} \quad (2.6.4)$$

$$P + \frac{M^2}{2M_A^2} B_r^2 = F(r) \quad (2.6.5)$$

$$\rho_0 V_{r0} \frac{r_0^2}{r^2} \frac{\partial V_r}{\partial r} + \frac{1}{M^2} \frac{\partial P}{\partial r} = 0 \quad (2.6.6)$$

где $\rho_0(r_0, \theta, \phi)$ – плотность, $V_{r0}(r_0, \theta, \phi)$ – скорость, $B_{r0}(r_0, \theta, \phi)$ – магнитное поле (с нулевым средним по гелиошироте и по гелиодолготе значением) на гелиоцентрическом расстоянии $r_0 = 5R$; $F(r)$ – произвольная функция гелиоцентрического расстояния. Для задания вида функции $F(r)$ естественно воспользоваться энергетическим уравнением. Однако, написать заслуживающее доверия уравнение энергии непросто – процессы передачи и диссипации энергии в солнечной короне и различные осложняющие эти процессы факторы (волны, магнитные поля и т.п.) изучены недостаточно полно. Поэтому задаём функцию $F(r)$ на основании дополнительной информации о течении: согласно (2.6.5) функция $F(r)$ однозначно определяется профилем давления $P_m(r, \theta_m, \phi_m)$ на выделенном по тем или иным соображениям луче $\theta = \theta_m$, $\phi = \phi_m$. Из (2.6.4) и (2.6.5) распределение давления имеет вид:

$$P(r, \theta, \phi) = P_m(r, \theta_m, \phi_m) + \frac{M^2}{2M_A^2} \left(\frac{r_0}{r} \right)^4 [B_{rm}^2(r_0, \theta_m, \phi_m) - B_{r0}^2(r_0, \theta, \phi)] \quad (2.6.7)$$

Подставляя (2.6.7) в (2.6.6), интегрируя полученное уравнение по dr от r_0 до текущей точки r и учитывая (2.6.3), получаем следующее выражение для скорости течения:

$$V_r(r, \theta, \phi) = V_{r0}(r_0, \theta, \phi) H(r, \theta, \phi) \quad (2.6.8)$$

$$H(r, \theta, \phi) = 1 - \frac{1}{\rho_0 V_{r0}^2} \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \frac{1}{M^2} \int_{r_0}^r \frac{\partial P_m}{\partial \zeta} d\zeta + \left[1 - \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \right] \frac{1}{\rho_0 V_{r0}^2} \frac{1}{M_A^2} [B_{rm}^2(r_0, \theta_m, \phi_m) - B_{r0}^2(r_0, \theta, \phi)]$$

Из (2.6.3), (2.6.8) имеем выражение для плотности плазмы:

$$\rho(r, \theta, \phi) = \rho_0(r, \theta, \phi) \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \frac{1}{H(r, \theta, \phi)} \quad (2.6.9)$$

Радиальный профиль $P_m(r, \theta_m, \phi_m)$ можно зафиксировать различными способами. Например, прямые измерения параметров солнечного ветра с борта КА «Helios-1,2» показывают, что медленный солнечный ветер ($V < 400$ км/сек) остывает почти адиабатически, тогда как уравнение состояния быстрого солнечного ветра ($V > 600$ км/сек) существенно отличается от адиабатического [Веселовский, 1984]. Поэтому предполагаем, что на данном гелиоцентрическом расстоянии наиболее медленно движущийся локальный элемент течения должен остывать адиабатически. Это означает, что на луче с координатами $\theta = \theta_m$, $\phi = \phi_m$ на котором

$$V_{r0}(r_0, \theta_m, \phi_m) = \min\{V_{r0}(r_0, \theta, \phi)\} = V_{0m} \quad (2.6.10)$$

можно записать

$$\frac{V_{rm}^2}{2} - \frac{1}{M^2} \frac{5P_{0m}}{2\rho_{0m}} \left[1 - \left(\frac{P_m}{P_{0m}} \right)^{2/5} \right] = \frac{V_{0m}^2}{2} \quad (2.6.11)$$

$$r^2 \rho_m V_{rm} = r_0^2 \rho_{0m} V_{0m}, \quad \frac{P_m}{P_{0m}} = \left(\frac{\rho_m}{\rho_{0m}} \right)^{5/3} \quad (2.6.12)$$

где $V_{rm} = V_r(r, \theta_m, \phi_m)$, $\rho_m = \rho(r, \theta_m, \phi_m)$, $P_m = P(r, \theta_m, \phi_m)$, $\rho_{0m} = \rho(r, \theta_m, \phi_m)$, $P_{0m} = P(r, \theta_m, \phi_m) = (2\kappa T/m_p)\rho_{0m} = V_s^2 \rho_{0m}$, $T = T(r, \theta_m, \phi_m)$. Вводя новую переменную $x = (V_{rm}/V_{0m})^{2/3}$ и ещё одно число Маха $M_1 = V_{0m}/V_s$, получаем из (2.6.11) – (2.6.12) алгебраическое уравнение на x

$$x^4 - \left(1 + \frac{5}{M^2 M_1^2} \right) x + \frac{5}{M^2 M_1^2} \left(\frac{r_0}{r} \right)^{4/3} = 0 \quad (2.6.13)$$

Решение этого уравнения с $x > 1$ (сверхзвуковое течение) имеет вид:

$$x = \left(1 + \frac{5}{M^2 M_1^2} \right)^{1/3} \sqrt{D(\lambda)} \left[1 + \sqrt{\frac{1}{\sqrt{D^3(\lambda)}} - 1} \right] \quad (2.6.14)$$

$$D(\lambda) = \frac{1}{2} [\sqrt[3]{1+C(\lambda)} + \sqrt[3]{1-C(\lambda)}], \quad C(\lambda) = \sqrt{1+\lambda^3}, \quad \lambda = -\frac{20}{3} \sqrt[3]{4 \left(\frac{r_0}{r} \right)^4 \frac{M^2 M_1^2}{(5+M^2 M_1^2)^4}}$$

По известному x из (2.6.11) имеем:

$$P_m = P_{0m} \sqrt{\left[1 - \frac{M^2 M_1^2}{5} (x^3 - 1)\right]^5} \quad (2.6.15)$$

Другой способ задать P_m в сверхзвуковом трансальвовенском солнечном ветре низких и средних гелиоширот может опираться на поддержание баланса суммарного (теплого плюс магнитного) давления по обе стороны границы полярного солнечного ветра. При этом предполагается малость гелиоширотных и/или гелиодолготных вариаций давления и магнитного поля в полярном солнечном ветре ($a_m, b_m \ll a_0$) и радиальный профиль $P_m(r)$ определяется формулой (2.5.22).

Таким образом построено трёхмерное аналитическое решение уравнений идеальной магнитной гидродинамики, которое описывает радиальный сверхзвуковой трансальвовенский солнечный ветер математически совместимый с радиальным пространственно неоднородным магнитным полем [Pisanko, 1996]. Из (2.6.8) следует, что

- течение испытывает существенное ускорение в интервале гелиоцентрических расстояний (5- 20) R
- амплитуда гелиоширотных и гелиодолготных вариаций скорости течения возрастает с ростом гелиоцентрического расстояния.

Свойства модели иллюстрируют следующие оценки. Пусть

$$\begin{aligned} \min\{V_{r0}(5R, \theta, \phi)\} &= V_{r0}(5R, \theta_{min}, \phi_{min}) = 235 \text{ км/сек} \\ \max\{V_{r0}(5R, \theta, \phi)\} &= V_{r0}(5R, \theta_{max}, \phi_{max}) = 245 \text{ км/сек} \\ \rho_0(5R, \theta_{min}, \phi_{min}) &= m_p 0,75 \times 10^5 \text{ см}^{-3} \\ \rho_0(5R, \theta_{max}, \phi_{max}) &= m_p 0,65 \times 10^5 \text{ см}^{-3} \\ B_{r0}(5R, \theta_{min}, \phi_{min}) &= 0,075 \text{ Гс} \\ B_{r0}(5R, \theta_{max}, \phi_{max}) &= 0,070 \text{ Гс} \end{aligned}$$

При $|\theta_{max} - \theta_{min}| \sim \pi/3$, $|\phi_{max} - \phi_{min}| \sim \pi$, $M=1.5$ (типичное значение числа Маха на гелиоцентрическом расстоянии 5 R) из (2.6.8) с учётом (2.6.15) на гелиоцентрическом расстоянии 20 R имеем:

$$\begin{aligned} V_r(20R, \theta_{min}, \phi_{min}) &= 330 \text{ км/сек} \\ V_r(20R, \theta_{max}, \phi_{max}) &= 850 \text{ км/сек} \end{aligned}$$

Эти оценки показывают, что крупномасштабные гелиоширотные и/или гелиодолготные магнитные вариации небольшой амплитуды в интервале гелиоцентрических расстояний (5-20) R (в котором течение имеет трансальвовенский характер) вызывают усиление амплитуды крупномасштабных гелиоширотных и/или гелиодолготных вариаций скорости течения от 5% уровня на гелиоцентрическом расстоянии 5 R до 100% уровня на гелиоцентрическом расстоянии 20 R . Такие (100%) гелиодолготные вариации скорости характерны для так называемых «монстров» – очень мощных рекуррентных высокоскоростных

потоков солнечного ветра, наблюдаемых на орбите Земли на ветви спада и в минимуме цикла солнечной активности [Hundhausen, 1977]. В отсутствие крупномасштабных гелиоширотных и/или гелиодолготных магнитных вариаций не происходит усиления амплитуды крупномасштабных гелиоширотных и/или гелиодолготных вариаций скорости течения с ростом гелиоцентрического расстояния в данной модели. Таким образом, магнитное поле выполняет функцию регулятора эффективности процесса ускорения солнечного ветра: благодаря гелиоширотной и/или гелиодолготной неоднородности магнитного поля и трансальвенковскому характеру течения возникает своеобразный «усилитель гелиоширотных и/или гелиодолготных вариаций скорости солнечного ветра» между $5 R$ и $20 R$. Из (2.6.8) следует, что солнечный ветер ускоряется с разной степенью эффективности на разных гелиоширотах и гелиодолготах, если на внутренней границе ($r_0=5R$) $\min\{V_{r0}\}$ и $\max\{B_{r0}\}$ достигаются в одной и той же точке $\theta=\theta_m$, $\phi=\phi_m$. В противном случае модель допускает появление локальных областей торможения солнечного ветра с ростом гелиоцентрического расстояния. Сообщалось [Coles et al., 1991] о возможном экспериментальном обнаружении таких участков торможения солнечного ветра радиоастрономическими методами.

2.6.2 Доальвенковский трансзвуковой ветер

Ещё ближе к Солнцу, где на гелиоцентрических расстояниях менее $5 R$ в средних и низких гелиоширотах формируются корональные корни крупномасштабной структуры солнечного ветра, течение является доальвенковским и трансзвуковым.

На фазе убывания 20 солнечного цикла многие авторы отмечали тесную связь высокоскоростных потоков солнечного ветра с корональными дырами, простирающимися до экватора. Однако, отмечались и факты корональных дыр на экваторе без потоков, как, впрочем, и потоков без экваториальных корональных дыр. Это свидетельствует о не столь уж общем (как это представлялось в 20 цикле солнечной активности) характере связи корональных дыр с высокоскоростными потоками [Веселовский, 1984].

Поскольку диффузия и теплопроводность корональной плазмы поперёк сильного магнитного поля невелики, то полагают, что повышение температуры и плотности плазмы в отдельных областях (шлемовидных лучах, опахалах, арках, петлях, конденсациях), которое способствует усилению электромагнитного излучения из этих областей, связано с локальным подавлением теплового расширения короны достаточно сильным магнитным полем [Hundhausen, 1977]. Поэтому, пространственную область определения модели можно зафиксировать в виде части шарового слоя между основанием короны ($r = R$) и сферой радиуса $r_{ex} \cong 5R$, расположенной между коническими поверхностями $\theta = \theta_b$, $\theta = -\theta_b$, исключая из рассмотрения области магнитного удержания корональной плазмы $r = r(\theta, \phi)$ (т.е. области повышенного электромагнитного излучения короны). Определённую таким образом часть пространства заполняет трансзвуковой доальвенковский солнечный ветер с разомкнутыми магнитными силовыми линиями. Высокая теплопроводность нагретой до 10^6 К короны сглаживает имеющиеся в солнечном ветре температурные градиенты и позволяет (в нулевом приближении) предположить изотермический характер течения. Предполагая коротацию

доальвеновского солнечного ветра в средних и низких гелиоширотах, пренебрегаем влиянием солнечного вращения ($Ro \rightarrow \infty$) в этой области. Скорость течения считаем направленной вдоль магнитного поля. Соответствующие безразмерные стационарные уравнения идеальной ($Re \rightarrow \infty$, $Re_m \rightarrow \infty$) магнитной гидродинамики запишем в виде:

$$(\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} + \frac{1}{\rho} \nabla P + \frac{1}{Fr} \frac{1}{r^2} \mathbf{e}_r + \frac{1}{\beta \rho} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] = 0 \quad (2.6.16)$$

$$(\nabla \cdot \rho \mathbf{V}) = 0 \quad (2.6.17)$$

$$(\nabla \cdot \mathbf{j}) = 0 \quad (2.6.18)$$

$$(\nabla \cdot \mathbf{B}) = 0 \quad (2.6.19)$$

$$[\mathbf{V} \times \mathbf{B}] = 0 \quad (2.6.20)$$

$$[\nabla \times \mathbf{B}] = \mathbf{j} \quad (2.6.21)$$

В качестве единицы скорости выбрана паркеровская критическая скорость $V^* = (2\kappa T^*/m_p)^{1/2}$, $Fr = 2\kappa T^* R / (GM_s m_p)$, $M_A^2 = \beta$ - плазменное бета (параметр). Граничные условия задаём следующими:

$$\rho(R, \theta, \phi) = \rho_s = const \quad (2.6.22)$$

$$\left. \frac{4\pi\rho V^2}{B^2} \right|_{r=R} = M_{As}^2 = const \quad (2.6.23)$$

$$B_\theta(r_{ex}, \theta, \phi) = B_\phi(r_{ex}, \theta, \phi) = 0 \quad (2.6.24)$$

$$B_\theta(r, \theta_b, \phi) = B_\phi(r, \pi - \theta_b, \phi) = 0 \quad (2.6.25)$$

$$B_r(R, \theta, \phi) = B_{rph}(R, \theta, \phi) \quad (2.6.26)$$

$$B_n(r, \theta, \phi)|_{r=r(\theta, \phi)} = 0 \quad (2.6.27)$$

Здесь M_{As} - альвеновское число Маха в основании короны. Граничные условия (2.6.22), (2.6.23), (2.6.26) относятся к части основания короны вне областей магнитного удержания. Граничные условия (2.6.22) и (2.6.23) взаимосвязаны в том смысле, что если справедливо условие (2.6.22), то уравнения магнитной гидродинамики требуют выполнения условия (2.6.23) [Данжи, 1961]. Условие (2.6.27) означает отсутствие нормальной компоненты магнитного поля на границах областей магнитного удержания. Граничные условия (2.6.24) – (2.6.27) запрещают существование решений с разомкнутыми магнитными силовыми линиями в

отсутствие токовой поверхности над нейтральной линией фотосферного магнитного поля. Зафиксировать форму этой поверхности уже при постановке задачи в общем случае (т.е. при отсутствии пространственной симметрии течения) не удаётся. Поэтому, следуя идее [Schatten, 1971] о вспомогательной переориентации части разомкнутых магнитных силовых линий, заменяем граничное условие (2.6.26) условием:

$$B_r(R, \theta, \phi) = |B_{rph}(R, \theta, \phi)| \quad (2.6.28)$$

Граничные условия (2.6.24), (2.6.25), (2.6.27), (2.6.28) допускают существование непрерывного решения с разомкнутыми линиями магнитного поля, а токовая поверхность исключается из рассмотрения заменой условия (2.6.26) условием (2.6.28). Магнитные силовые линии такого решения топологически эквивалентны силовым линиям поля «магнитного заряда», расположенного «внутри» Солнца (рис.14).

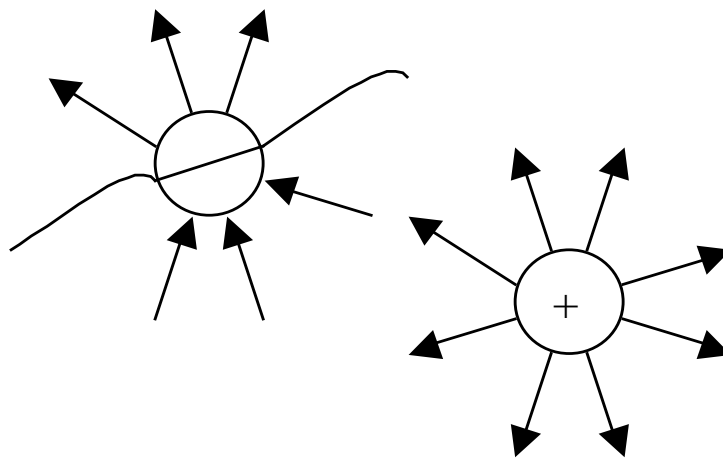


Рис. 14. Магнитные силовые линии солнечного ветра (слева) и «магнитного заряда» (справа).

Подставляя (2.6.20) в (2.6.17) с учётом (2.6.19), имеем:

$$(\mathbf{B} \cdot \nabla \frac{V}{B}) = 0 \quad (2.6.29)$$

С учётом потенциальности гравитационного поля и баротропности течения уравнение (2.6.16) имеет вид:

$$\nabla \left(\frac{V^2}{2} + \ln \rho - \frac{1}{Fr} \frac{1}{r} \right) = [\mathbf{V} \times [\nabla \times \mathbf{V}]] + \frac{1}{\beta \rho} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] \quad (2.6.30)$$

Умножая (2.6.30) скалярно на \mathbf{B} и учитывая (2.6.20), имеем:

$$(\mathbf{B} \cdot \nabla \left(\frac{V^2}{2} + \ln \rho - \frac{1}{Fr} \frac{1}{r} \right)) = 0 \quad (2.6.31)$$

Интегрируя уравнения (2.6.29) и (2.6.31) вдоль произвольной разомкнутой магнитной силовой линии с учётом граничных условий (2.6.22), (2.6.23) и условия $V|_{r=R} \ll 1$, получаем два интеграла:

$$\frac{V^2}{2} + \ln \frac{\rho}{\rho_s} - \frac{1}{Fr} \left(1 - \frac{1}{r} \right) = 0 \quad (2.6.32)$$

$$\frac{\rho V}{B} = M_{As} \sqrt{\frac{\rho_s}{4\pi}} \quad (2.6.33)$$

справедливые в любой точке рассматриваемого течения. Подставляя (2.6.33) в (2.6.32), получаем трансцендентное уравнение на V :

$$\frac{V^2}{2} - \ln V + F(M_{As}) = 0; \quad F(M_{As}) = \ln B + \ln \frac{M_{As}}{\sqrt{4\pi\rho_s}} + \frac{1}{Fr} \left(1 - \frac{1}{r} \right). \quad (2.6.34)$$

При этом определение величины скорости V сводится к отысканию нулей функции $f(V) = V^2/2 - \ln V + F(M_{As})$ в интервале $0 < V < +\infty$, в котором эта функция имеет минимум $f_{\min} = f(1) = 0,5 + F(M_{As})$ при $V=1$. Нули функции существуют, если $f_{\min} \leq 0$ т.е. если:

$$\ln B + \ln \frac{M_{As}}{\sqrt{4\pi\rho_s}} + \frac{1}{Fr} \left(1 - \frac{1}{r} \right) \leq -\frac{1}{2} \quad (2.6.35)$$

Поскольку

$$\ln B + \ln \frac{M_{As}}{\sqrt{4\pi\rho_s}} - \frac{1}{Fr} \frac{1}{r} \leq \ln \frac{M_{As}}{\sqrt{4\pi\rho_s}} + \max \left\{ \ln B - \frac{1}{Fr} \frac{1}{r} \right\} \quad (2.6.36)$$

то (2.6.35) справедливо при любых значениях M_{As} , удовлетворяющих неравенству:

$$\ln \frac{M_{As}}{\sqrt{4\pi\rho_s}} + \max \left\{ \ln B - \frac{1}{Fr} \frac{1}{r} \right\} \leq -\frac{1}{2} - \frac{1}{Fr} \quad (2.6.37)$$

Следовательно, достаточным условием существования моделируемого течения является ограничение области допустимых значений параметра M_{As} интервалом:

$$0 < M_{As} \leq M_{Asc} = \sqrt{4\pi\rho_s} \exp\left(-\frac{1}{2} - \frac{1}{Fr} - \max\left\{\ln B - \frac{1}{Fr} \frac{1}{r}\right\}\right) \quad (2.6.38)$$

Если $M_{As} > M_{Asc}$, то в рассматриваемой области пространства имеются точки (например там, где функция $\ln B - (r Fr)^{-1}$ достигает своего абсолютного максимума), в которых неравенство (2.6.37) не выполняется и у функции $f(V)$ нет нулей. В таких точках решения не существует. Если $M_{As} < M_{Asc}$, то в любой точке рассматриваемой области пространства $F(M_{As}) < 1/2$. В этом случае функция $f(V)$ всегда имеет два нуля – один в интервале $0 < V < 1$, другой – $1 < V < \infty$; точек, где $V = 1$ в этом случае не существует. Следовательно, возможно либо всюду «дозвуковое» ($V < 1$), либо всюду «сверхзвуковое» ($V > 1$) течение. Непрерывного перехода от «дозвукового» к «сверхзвуковому» режиму не существует. Если $M_{As} = M_{Asc}$, то точки, в которых $f_{\min}=0$, $V = 1$ в рассматриваемой области пространства имеются. В таких точках справедливо соотношение:

$$F(M_{Asc}) = \ln B + \ln \frac{M_{Asc}}{\sqrt{4\pi\rho_s}} + \frac{1}{Fr} \left(1 - \frac{1}{r}\right) = -\frac{1}{2} \quad (2.6.39)$$

Подставляя (2.6.38) в (2.6.39), имеем:

$$\frac{1}{r} = Fr \left(\ln B - \max\left\{\ln B - \frac{1}{Fr} \frac{1}{r}\right\} \right) \quad (2.6.40)$$

Дифференцируя (2.6.34) по dr , получаем:

$$\left(V - \frac{1}{V}\right) \frac{dV}{dr} = -\frac{1}{B} \frac{dB}{dr} - \frac{1}{Fr} \frac{1}{r^2} \quad (2.6.41)$$

При $V = 1$ из (2.6.41) имеем:

$$-\frac{1}{B} \frac{dB}{dr} = \frac{1}{Fr} \frac{1}{r^2} \quad (2.6.42)$$

Если B – монотонно убывающая функция гелиоцентрического расстояния (т.е. $dB/dr < 0$), то (2.6.42) имеет вид:

$$\frac{1}{B} \left| \frac{dB}{dr} \right| = \frac{1}{Fr} \frac{1}{r^2} \quad (2.6.43)$$

Подставляя (2.6.40) в правую часть (2.6.43), получаем:

$$\frac{1}{B} \left| \frac{dB}{dr} \right| = Fr \left(\ln B - \max \left\{ \ln B - \frac{1}{Fr} \frac{1}{r} \right\} \right)^2 \quad (2.6.44)$$

Поскольку левая часть равенства (2.6.44) является убывающей функцией гелиоцентрического расстояния, а правая часть равенства (2.5.44) – возрастающей функцией гелиоцентрического расстояния, причём обе – непрерывные функции гелиошироты и гелиодолготы, достаточное условие существования критической поверхности непрерывного перехода от «дозвукового» к «сверхзвуковому» режиму можно выразить следующим неравенством:

$$\min \left\{ \frac{1}{B} \left| \frac{dB}{dr} \right| \right\} > Fr \max \left\{ \left(\ln B - \max \left\{ \ln B - \frac{1}{Fr} \frac{1}{r} \right\} \right)^2 \right\} \quad (2.6.45)$$

Из (2.6.45) видно, что если $Fr \rightarrow 0$, то критическая поверхность уходит на бесконечность, а если $Fr > \max \{ B | dB/dr | - 1 \}$, то критическая поверхность целиком уходит под фотосферу. Таким образом, в рассматриваемом случае изотермическое трансзвуковое течение может существовать только при значениях Fr , лежащих в ограниченном интервале. Подобно сферически симметричной изотермической модели [Parker, 1958], в которой непрерывное трансзвуковое течение полностью определяется единственным параметром – значением корональной температуры, в рассматриваемой трёхмерной модели непрерывное трансзвуковое течение в заданном магнитном поле также определяется единственным параметром – значением функционала:

$$M_{Asc} = \sqrt{4\pi\rho_s} \exp \left(-\frac{1}{2} - \frac{1}{Fr} - \max \left\{ \ln B - \frac{1}{Fr} \frac{1}{r} \right\} \right) \quad (2.6.46)$$

Подставляя (2.6.32) в (2.6.30), имеем:

$$[\mathbf{V} \times [\nabla \times \mathbf{V}]] + \frac{1}{\beta\rho} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] = 0 \quad (2.6.47)$$

Из (2.6.33) и (2.6.20) имеем:

$$\mathbf{V} = M_{Asc} \sqrt{\frac{\rho_s}{4\pi}} \frac{1}{\rho} \mathbf{B} \quad (2.6.48)$$

Подставляя (2.6.48) в (2.6.47) и учитывая (2.6.21), после преобразований получаем:

$$\frac{\rho - \rho_s \frac{\beta M_{Asc}^2}{4\pi}}{M_{Asc} \rho \beta \sqrt{\frac{\rho_s}{4\pi}}} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] = (\mathbf{B} \bullet \nabla \frac{M_{Asc} \sqrt{\frac{\rho_s}{4\pi}}}{\rho}) \mathbf{B} - B^2 \nabla \frac{M_{Asc} \sqrt{\frac{\rho_s}{4\pi}}}{\rho} \quad (2.6.49)$$

Умножая (2.6.49) векторно на \mathbf{B} , после преобразований получаем:

$$\mathbf{j} = \frac{\rho_A}{\rho(\rho - \rho_A)} [\mathbf{B} \times \nabla \rho] \quad (2.6.50)$$

где $\rho_A = \beta M_{Asc}^2 \rho_s / (4\pi)$ - плотность плазмы в альвеновской точке (т.е. в точке равенства кинетической и магнитной энергий течения) причём $\rho > \rho_A$ в любой точке рассматриваемого доальвеновского течения (последнее обеспечивается надлежащим выбором величины плазменной бета). Формула (2.6.50) определяет плотность поперечных к магнитному полю электрических токов, необходимую для обеспечения силового баланса течения в поперечных к магнитному полю направлениях. Из (2.6.18), (2.6.24), (2.6.25) следует отсутствие продольных электрических токов в рассматриваемом случае. Условие отсутствия продольных электрических токов

$$(\mathbf{B} \bullet [\nabla \times \mathbf{B}]) = 0 \quad (2.6.51)$$

обращается в тождество для

$$\mathbf{B} = \mu \nabla \Psi \quad (2.6.52)$$

где $\mu = \mu(r, \theta, \phi)$, $\Psi = \Psi(r, \theta, \phi)$. При этом

$$\mathbf{j} = [\nabla \times \mathbf{B}] = \frac{1}{\mu} [\nabla \mu \times \mathbf{B}] \quad (2.6.53)$$

Из (2.6.50) и (2.6.53) имеем уравнение:

$$-\frac{\rho_A}{\rho(\rho - \rho_A)} \nabla \rho = \frac{1}{\mu} \nabla \mu \quad (2.6.54)$$

решение которого

$$\mu = C_6 \frac{\rho}{\rho - \rho_A} \quad (2.6.55)$$

Параметр $C_6 = const$ можно без ограничения общности положить равным единице. Подставляя (2.6.55) в (2.6.52) имеем:

$$\mathbf{B} = \frac{\rho}{\rho - \rho_A} \nabla \Psi \quad (2.6.56)$$

Подставляя (2.6.56) в (2.6.19) имеем:

$$\left(\nabla \cdot \frac{\rho}{\rho - \rho_A} \nabla \Psi \right) = 0 \quad (2.6.57)$$

стационарное уравнение диффузии с переменным коэффициентом $\rho(\rho - \rho_A)^{-1}$. Вблизи Солнца $\rho \gg \rho_A$, $\rho(\rho - \rho_A)^{-1} \rightarrow 1$, уравнение (2.6.57) вырождается в уравнение Лапласа, а формула (2.6.56) – в $\mathbf{B} = \nabla \Psi$, т.е. магнитное поле там оказывается почти потенциальным, а отклонения от потенциальности возрастают с удалением от Солнца. Таким образом, магнитное поле при заданном распределении плотности плазмы определяется формулой (2.6.56), в которой Ψ является решением стационарного уравнения диффузии (2.6.57) с граничными условиями:

$$\Psi(r_{ex}, \theta, \phi) = const \quad (2.6.58)$$

$$\left. \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right|_{r=R} = |B_{rph}(R, \theta, \phi)| \quad (2.6.59)$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial n} = 0 \quad (2.6.60)$$

$$\left. \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \right|_{\theta=\theta_b} = \left. \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \right|_{\theta=\pi-\theta_b} = 0 \quad (2.6.61)$$

основанными на (2.6.56), (2.6.24), (2.6.25), (2.6.27), (2.6.28). Условие (2.6.59) относится к основанию короны вне областей магнитного удержания; условие (2.6.60) – к границам областей магнитного удержания.

Магнитогидродинамическое равновесие рассматриваемого трансзвукового доальвеновского течения рассчитывается численно с помощью двухшаговой итерационной процедуры. В качестве нулевого приближения выбирается потенциальное магнитное поле [$\rho(\rho - \rho_A)^{-1} = 1$], определяемое формулами (2.6.56) – (2.6.61). Распределение плотности плазмы в заданном магнитном поле определяется формулами (2.6.32), (2.6.33). Новое приближение для магнитного поля при заданном распределении плотности плазмы определяется формулами (2.6.56) – (2.6.61). Расчёт продолжается до тех пор, пока изменения рассчитанного течения от итерации к итерации не станут малыми. После окончания итерационной процедуры выполняется расчёт геометрии разомкнутых магнитных силовых линий равновесной конфигурации течения. Направление разомкнутых магнитных силовых линий, связанных с областями в основании короны, где $B_{rph}(R, \theta, \phi) < 0$, изменяется на противоположное так, что $\mathbf{B} \rightarrow -\mathbf{B}$ в корональных областях,

заполненных этими линиями. После такого преобразования «фиктивный магнитный заряд Солнца» (введённый граничным условием (2.6.28)) пропадает, интегральный магнитный поток через основание короны зануляется, зато появляются токовые слои $i = 2[n \times B]$ над нейтральными линиями фотосферного магнитного поля. На токовых слоях соотношения Рэнкина-Гюгонио в рассматриваемом случае вырождаются в условия на тангенциальном разрыве. Баланс суммарного (теплого плюс магнитного) давления обеспечивается непрерывностью плотности плазмы и модуля магнитного поля при переходе через токовый слой (в силу процедуры построения токового слоя). Нормальная к токовому слою составляющая объёмного электрического тока определяет дивергенцию поверхностного тока в токовом слое.

Такая математическая модель позволяет просчитывать различные сценарии формирования корональных корней крупномасштабной структуры приэкваториального солнечного ветра. Естественный первый шаг на этом пути – моделирование ситуаций с простейшей (и в то же время существенно трёхмерной) геометрией области магнитного удержания корональной плазмы. В качестве примера первого в мировой практике (1985 год) опыта расчёта трёхмерного солнечного ветра в области его формирования, учитывающего взаимодействие плазмы с магнитным полем самосогласованным образом, приведём результаты расчёта течения в присутствии ленты шлемовидных лучей, опоясывающей Солнце по экватору и отклоняющейся попеременно к северу и к югу [Писанко, 1985(б)]. Высокоскоростной солнечный ветер формируется в данном случае над областями Солнца с открытой магнитной конфигурацией, а переход от почти однородного к достаточно неоднородному течению может быть связан с токовой системой течения [Писанко, 1986]. По мере уменьшения напряжённости магнитного поля с высотой над солнечной поверхностью роль корональных токов возрастает и проявляется в увеличении амплитуды пространственных вариаций напряжённости магнитного поля, что через соответствующее увеличение амплитуды пространственных вариаций поперечного сечения магнитных силовых трубок приводит к образованию пространственных неоднородностей течения.

Ещё один интересный пример – течение в присутствии области магнитного удержания в виде приэкваториального кольца вокруг Солнца с одним разрезом фиксированной ширины вдоль гелиодолготы, моделирующим приэкваториальный отросток полярной корональной дыры [Pisanko, 1994]. Модуль напряжённости магнитного поля на части солнечной поверхности вне области магнитного удержания для простоты считался постоянным. Расчёт показал, что повышение скорости в сверхзвуковом солнечном ветре формируется в области минимума модуля напряжённости магнитного поля – скорость сверхзвукового потока пропорциональна площади поперечного сечения магнитной силовой трубки (т.е. сопла). В данном случае модуль напряжённости магнитного поля минимален на экваторе на обратной по отношению к местоположению гелиодолготного разреза стороне Солнца. Формирование области пониженной напряжённости магнитного поля над локальной областью сильного магнитного поля Солнца возможно, если область сильного солнечного поля экранируется от солнечного ветра токовыми слоями на её границах; чем выше электропроводность солнечного ветра, тем эффективнее может быть экранировка сильных солнечных магнитных

полей. Любопытно, что данная простейшая корональная конфигурация, расчёт которой был выполнен в 1992 году, во многих своих чертах действительно реализовалась в минимуме цикла солнечной активности в августе-сентябре 1996 года [Gibson *et al.*, 1999]. При этом высокоскоростной поток солнечного ветра действительно наблюдался на обратной по отношению к экваториальному отростку северной полярной корональной дыры стороне Солнца в отсутствие там каких-либо приэкваториальных корональных дыр.

Приведённые примеры свидетельствуют о том, что в трансзвуковом доальвовенском приэкваториальном солнечном ветре магнитное поле выполняет функцию регулятора процесса формирования корональных корней пространственной структуры течения: распределение поля в короне можно подобрать таким образом, чтобы высокоскоростной поток сформировался как над корональными структурами с открытой магнитной конфигурацией, так и над корональными структурами с замкнутой магнитной конфигурацией.

2.7 Глобальные модели

Все построенные выше локальные решения уравнений магнитной гидродинамики, каждое из которых адекватно описывает крупномасштабную структуру солнечного ветра и ММП в фиксированной локальной части межпланетного пространства, можно, следуя идеям М.А. Лаврентьева, «сшить» по границам выбранных областей пространства, собрав таким образом глобальную модель крупномасштабной структуры солнечного ветра и ММП на основе модульного принципа. При таком подходе корона естественным образом разделяется на полярные (северную и южную) и экваториальную части, а экваториальная корона, в свою очередь, подразделяется на доальвовенскую трансзвуковую корону и трансальвовенскую сверхзвуковую корону. Межпланетное пространство на гелиоцентрических расстояниях свыше $20 R$ считается заполненным сверхзвуковым сверхальвовенским солнечным ветром. В этой глобальной модели система продольных токов, индуцируемая в конечном счёте солнечным вращением и реализуемая надтепловыми хвостами функций распределения ионов и электронов, создаёт дополнительный градиент давления в полярной короне и дополнительное (к тепловому) ускорение полярного солнечного ветра. Энергия этого «ускорителя» полярного солнечного ветра поддерживает трёхмерную пространственную структуру экваториального трансальвовенского сверхзвукового солнечного ветра за счёт баланса суммарного (теплого плюс магнитного) давления на границе полярной и экваториальной короны, обеспечивая возможность существования «усилителя гелиоширотных и/или гелиодолготных вариаций скорости» в экваториальной трансальвовенской короне. Корональные корни высокоскоростных потоков формируются в областях пониженной напряжённости магнитного поля в экваториальной доальвовенской короне.

Глобальная модель позволяет единым образом интерпретировать целую совокупность разнообразных связей между параметрами короны и солнечного ветра на разных гелиоцентрических расстояниях. Описанная выше процедура построения глобальной модели из модулей была реализована и вполне успешно

опробована на материале Whole Sun Month – скоординированной международной программы наблюдений Солнца и межпланетной среды различными методами в августе-сентябре 1996 года в минимуме солнечной активности [Gibson et al., 1999].

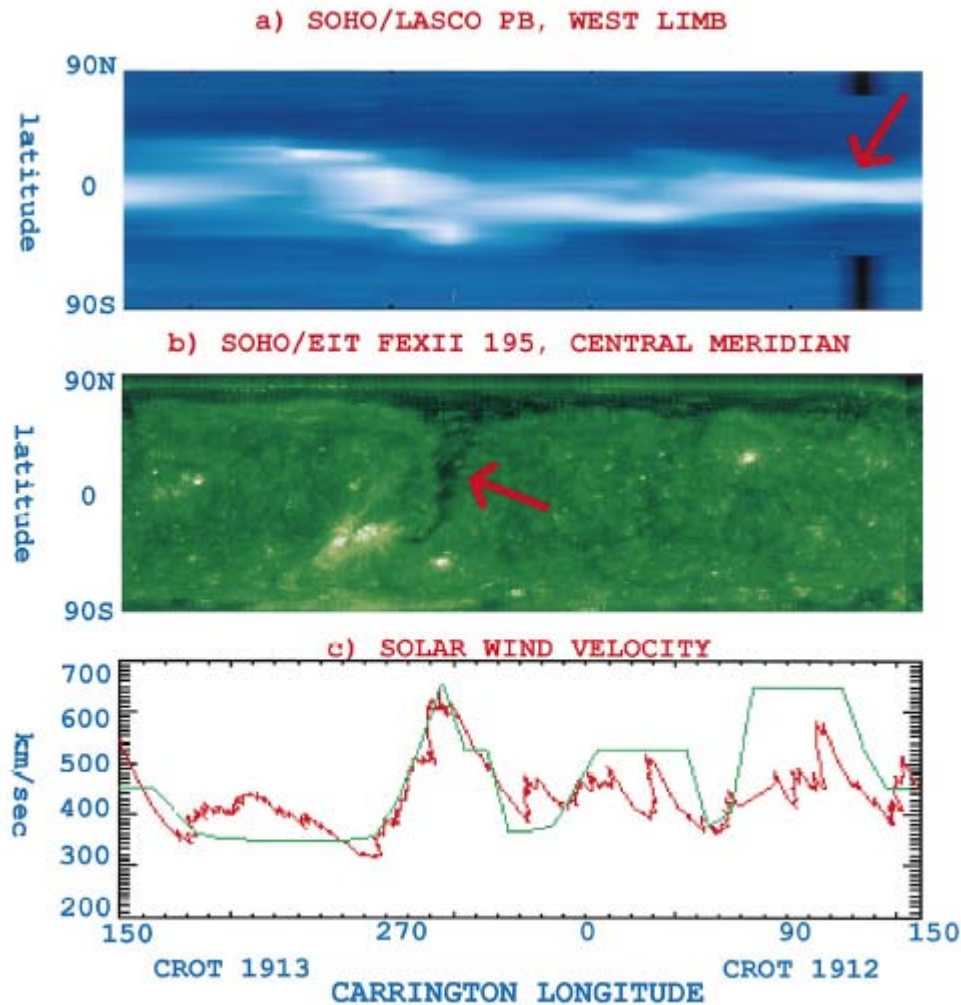


Рис.15. Расчёт скорости солнечного ветра при $r=20 R$ (зелёная линия) и прямые наблюдения скорости солнечного ветра при $r=215 R$, перенесённые на $r=20 R$ в предположении постоянства измеренной скорости (красная линия) [Gibson et al., 1999].

На рис.15 показан результат использования глобальной модульной модели для расчёта скорости солнечного ветра на $r=20 R$ в плоскости эклиптики. Для сравнения показаны и результаты прямых наблюдений солнечного ветра с борта КА «Wind», пересчитанные с $r=215 R$ на $r=20 R$ в приближении постоянства измеренной скорости солнечного ветра. Приведены также фотографии короны в белом свете (SOHO, LASCO) (a) и в ультрафиолете (SOHO, EIT, 195 нм) (b) за период с 10 августа по 8 сентября 1996 года, подробно изучавшийся в рамках программы Whole Sun Month. Видно, что в период Whole Sun Month один высокоскоростной поток солнечного ветра регистрировался над

приэкваториальным отростком северной полярной корональной дыры, а другой высокоскоростной поток – на противоположной стороне Солнца, где приэкваториальных корональных дыр зарегистрировано не было.

Другой подход к построению глобальной модели – чисто математический, когда корона описывается единым решением уравнений (2.3.14) – (2.3.18), которое строят методом конечных разностей с помощью подходящей численной схемы с учётом ограничений на шаги по времени и по пространству, налагаемых теорией разностных схем. Если граничные условия не зависят от времени, то стационарное решение можно искать как предел при $t \rightarrow \infty$ эволюции (в соответствие с уравнениями (2.3.14) – (2.3.18)) произвольно выбранного начального состояния. Этот метод, называемый методом установления, широко применяется при расчётах течений сложной геометрии. Политропную аксиально и экваториально симметричную замагниченную корону в шаровом слое между солнечной поверхностью и сферой радиуса $r = 5R$ рассчитали [Steinolfson et al. 1982] методом установления при $R_0 \rightarrow \infty$. В начальный момент течение задавалось сферически симметричной моделью Паркера [Parker, 1958], а магнитное поле – диполем. Результаты расчётов сводились к следующему. Магнитные силовые линии полученного решения замкнуты у экватора и разомкнуты у полюсов. Верхняя кромка области замкнутых силовых линий формируется на экваторе при $r = 2R$. На замкнутых силовых линиях скорость течения практически равна нулю, а на разомкнутых – имеется трансзвуковое течение от Солнца. При $r = 5R$ скорость течения на полюсах больше, чем на экваторе, только если в основании короны на экваторе тепловое давление плазмы больше магнитного давления. В противном случае скорость имеет максимум на широте 60° . Предпринимались попытки рассчитать таким путём крупномасштабную структуру солнечного ветра и ММП, отвечающую синоптической карте фоновых фотосферных магнитных полей конкретного Кэррингтоновского оборота [Usmanov, 1993]. На внутренней границе радиальная составляющая магнитного поля восстанавливалась по данным наблюдений составляющей вдоль луча зрения фотосферного магнитного поля, а плотность и температура плазмы поддерживались постоянными. В начальный момент течение задавалось сферически симметричной политропной моделью Паркера [Parker, 1958], а магнитное поле – потенциальным полем, удовлетворяющим граничным условиям. Использование политропы приводит к тому, что рассчитанная на орбите Земли скорость оказывается существенно ниже наблюдаемой: часть энергии течения расходуется на выталкивание замкнутых магнитных силовых линий среднеширотной короны в межпланетное пространство. Включением в модель пондеромоторных сил, связанных с предполагаемым потоком альвеновских волн из конвективной зоны, удалось поднять среднюю скорость [Usmanov, 1996], хотя рассчитанные на орбите Земли вариации скорости (~ 100 км/сек) всё же остались меньше наблюдаемых (~ 300 км/сек между полюсом и экватором и в высокоскоростных потоках).

2.8 Переполюсовка

Общепринятый сценарий цикла солнечной активности предполагает переполюсовку магнитных полей в полярных шапках Солнца. Столь грандиозная перестройка, подразумевающая ни много ни мало как смену направления силовых линий полярных магнитных полей, должна радикально трансформировать крупномасштабную структуру солнечного ветра и ММП, которая сформировалась в данном цикле и возрождается каждый раз по окончании переполюсовки. Переполюсовку очень трудно объяснить теоретически: время затухания дипольного поля, если предполагать его глубокое проникновение в недра Солнца, весьма велико ($\sim 10^{10}$ лет) и много больше периода солнечного цикла. По-видимому, Антонуччи [Antonucci, 1974] впервые выдвинула гипотезу о наличии у Солнца дипольного магнитного момента, изменяющего свою ориентацию в цикле солнечной активности; в рамках этой гипотезы нет проблемы затухания дипольного поля. Коржов [1982] приводил аргументы в пользу этой гипотезы, основываясь на анализе структурных форм белой короны. Марубаши и Ватанабе [Marubashi & Watanabe, 1983] использовали синоптические карты фотосферного магнитного поля в качестве граничного условия для вычисления коронального магнитного поля в потенциальном приближении:

$$\mathbf{B} = -\nabla\Psi, \quad \Delta\Psi = 0, \quad \left. \frac{\partial\Psi}{\partial r} \right|_{r=R} = B_{\text{rph}}(R, \theta, \phi), \quad \Psi(r_{\text{ex}}, \theta, \phi) = \text{const} \quad (2.8.1)$$

т.е. при отсутствии электрических токов в шаровом слое между солнечной поверхностью ($r = R$) и «поверхностью источника» ($r \equiv r_{\text{ex}} \cong 1.6-2.5 R$), на которой магнитное поле предполагалось радиальным. Таким способом они рассчитали эволюцию геометрии нейтральной линии коронального магнитного поля на «поверхности источника» за период 1959-1974 годов, а обращения направления радиальной компоненты рассчитанного коронального магнитного поля в высоких гелиоширотах интерпретировали как переполюсовку. Придерживаясь той же интерпретации, Хоексема и др. [Hoeksema et al., 1983] выполнили те же расчёты за период 1978-1982 годов, а затем продолжили эти вычисления до 90-х годов. Эволюцию в цикле солнечной активности нейтральной поверхности ММП, которая формируется при выносе солнечным ветром нейтральной линии коронального магнитного поля с «поверхности источника» в межпланетное пространство смоделировали Веселовский и др. [2001]. Для простоты нейтральная линия на «поверхности источника» $r = r_{\text{ex}}$ задавалась кольцом в форме большого круга, плоскость которого наклонена относительно оси вращения Солнца на угол $\Theta_a = 2\pi/T$, где $T \cong 22$ года. В приближении $Re_m \rightarrow \infty$ каждая точка нейтральной линии (r_s, θ_0, ϕ_0) в момент времени t_0 на «поверхности источника» проецируется вдоль радиальных направлений в гелиосферу в соответствии с правилами:

$$r = r_{\text{ex}} + V(t-t_0), \quad \phi = \phi_0 + \omega(t-t_0), \quad \theta = \Theta_a \cos \zeta, \quad \zeta = \zeta_0, \quad \theta_0 = \Theta_a \cos \zeta_0 \quad (2.8.2)$$

Здесь $V = \text{const}$ – радиальная скорость солнечного ветра, ω – угловая скорость вращения Солнца. Геометрическое место точек (2.8.2) в каждый момент времени

определяет форму нейтральной поверхности ММП как систему вложенных концентрических колец. Построение этого геометрического места осуществлялось путём последовательного проецирования с учётом радиального растяжения и поворота колец со сферы меньшего радиуса на сферу большего радиуса. Исходное «нулевое» кольцо (в момент времени $t = t_0$) начинало расширяться с поверхности сферы $r = r_{ex}$ и вращаться в двух плоскостях: в плоскости, содержащей ось вращения Солнца, и в плоскости, содержащей вектор дипольного магнитного момента Солнца.

Следует заметить, что с самого начала с идеей переполусовки согласились далеко не все: скептицизм некоторых астрофизиков [Layzer et al., 1979; Cowling, 1981] был основан на недостаточной надёжности экспериментального подтверждения самого факта переполусовки радиальной компоненты магнитного поля солнечных полярных шапок. Дело в том, что магнитографические измерения позволяют оценить лишь составляющую фотосферного магнитного поля, направленную вдоль луча зрения: если смотреть с Земли на полярные области Солнца, то измеряется скорее горизонтальная, чем радиальная составляющая поля – проекционный угол слишком велик. Именно регулярные изменения направления составляющей полярного поля вдоль луча зрения и были интерпретированы как переполусовка [Babcock, 1961], причём в момент переполусовки Солнце выглядело как «магнитный монополь» – полярность составляющей вдоль луча зрения в обеих полярных шапках была одинаковой [Babcock, 1959]. Поскольку большая апертура магнитографа солнечной обсерватории Wilcox не позволяет разрешить полярные области Солнца в пределах 35° гелиошироты от полюсов – эти зоны попадают в последний скан по гелиошироте [Hoeksema, 1991], то используемые в качестве граничного условия наблюдения фотосферных магнитных полей ограничены гелиоширотным интервалом (55°N , 55°S). Значит переполусовка радиальной составляющей поля в полярных шапках на «поверхности источника», рассчитанная по средне- и низкогогелиоширотным данным фотосферных наблюдений может, например, отражать характерный для средних и низких гелиоширот 22-летний хейловский магнитный цикл. Радиальная составляющая ММП положительной полярности измерялась в течение нескольких солнечных оборотов в 1976 году с борта КА «Pioneer-11» на гелиошироте 16°N , а спустя 10 лет (в 1986-87 годах) тот же КА зарегистрировал на той же гелиошироте отрицательную полярность радиальной составляющей ММП [Smith et al., 1993]. В 1985 году и КА «Voyager-1» наблюдал отрицательную полярность радиальной составляющей ММП на гелиошироте 25°N . Этот же КА наблюдал в основном отрицательную полярность радиальной составляющей ММП с 1986 года по 1988 год, когда его гелиоширота увеличивалась от $27,8^\circ\text{N}$ до $30,8^\circ\text{N}$. В 1989 году на гелиошироте $30,8^\circ\text{N}$ «Voyager-1» наблюдал положительную и отрицательную полярности в равных долях [Burlaga, Ness, 1993]. Поскольку гелиоширота этих КА не превышала 31°N , то прямые измерения ММП на больших расстояниях (> 10 а.е.) также могли отражать хейловский магнитный цикл. До выхода КА «Ulysses» на полярную гелиосферную орбиту теоретические модели модуляции галактических космических лучей (ГКЛ) предсказывали значительные эффекты (сдвиг энергетических спектров, характерные вариации радиальных и гелиоширотных градиентов) при переполусовке радиальной составляющей полярного

гелиосферного магнитного поля, хотя прямые измерения этих сдвигов и вариаций с борта КА «Pioneer-10,11» и «Voyager-1,2» свидетельствовали как в пользу, так и против модельных предсказаний [Evenson, Tuska, 1991]. Измерения с борта КА «Ulysses» зафиксировали гелиоширотный градиент интенсивности ГКЛ много меньше ожидаемого из теоретических моделей [Balogh, Forsyth, 1998], что объясняется намного большим, чем ожидалось уровнем флуктуаций в магнитном поле полярной гелиосферы. При столь больших флуктуациях заметных различий в спектрах и вариациях градиентов ГКЛ на противоположных фазах 22-летнего цикла наблюдаться не должно [Evenson, Tuska, 1991].

По-видимому, до сих пор не опубликовано бесспорных наблюдательных доказательств переполюсовки радиальной составляющей полярного магнитного поля. Прямые измерения ММП в полярных областях гелиосферы с борта КА «Ulysses» в минимумах двух последовательных циклов солнечной активности могут дать дополнительную информацию по этому вопросу.

Однако, если допустить, что переполюсовки радиальной составляющей магнитного поля в полярных шапках может и не быть, то как же тогда объяснить переполюсовку составляющей магнитного поля вдоль луча зрения в высоких гелиоширотах, которая наблюдается регулярно в течение нескольких десятилетий? Возможно [Pisanko, 1999, 2001(a,b)], это явление связано со специфической асимметрией свечения корональных линий, которую обнаружил Trellis [1960]. В период с февраля по май корона в зелёной линии (Fe XIV, 530.3 нм) выглядит ярче на западном лимбе, чем на восточном. Спустя полгода восточный лимб выглядит ярче, чем западный. Эта асимметрия наблюдается также и в красной линии (Fe X, 637.4 нм), но восточный лимб красной короны выглядит ярче весной, а западный лимб – осенью. Зелёная линия, интенсивность которой сильно изменяется в цикле солнечной активности, излучается очень горячим ($T \sim 2 \times 10^6$ °К) слоем короны. Красная же линия излучается более холодным ($T \sim 10^6$ °К) и плотным слоем, расположенным ближе к фотосфере, а её интенсивность, в первом приближении, не изменяется в цикле солнечной активности. Физический механизм, приводящий к данной асимметрии, не вполне ясен, хотя рассматривались как внешние, так и внутренние возможные причины: движение Солнца в направлении Апекса и активные солнечные долготы [Tritakis et al., 1988]. Наличие общей циркуляции, связанной с волнами Россби в излучающих слоях основания короны, также способно (за счёт соответствующих неоднородностей температуры) привести к асимметриям излучения корональных линий.

Волны Россби генерируются вследствие зависимости силы Кориолиса от широты, которую необходимо учитывать при рассмотрении глобальных, крупномасштабных движений. Движения в волнах Россби происходят параллельно солнечной поверхности с меандрами в направлениях полюс-экватор и средней миграцией в одном направлении по гелиодолготе.

Волны Россби на фотосфере рассматривались в [Ward, 1964], а в конвективной зоне – в [Gilman, 1968, 1977, 1978(a), 1978(b); Wolff and Blizard, 1986]. Ниже строится линейная модель волн Россби в основании короны [Pisanko, 1997]. Для простоты рассмотрение ограничено корональным слоем, излучающим красную линию, чья интенсивность практически не изменяется в цикле солнечной активности.

Хорошо установлена [Altschuler, Newkirk, 1969; Schatten, 1971; Паркер, 1982] применимость бестокового (т.е. потенциального) приближения для описания крупномасштабных (с пространственным масштабом порядка солнечного радиуса) длиннопериодных (с временным масштабом порядка периода солнечного вращения) магнитных вариаций в основании короны. Хотя силы, управляющие волнами Россби (сила Кориолиса, а также гелиоширотный и гелиодолготный градиенты давления) много меньше сил Ампера в основании короны, однако эти малые силы обладают высокой пространственной и временной когерентностью, которой не обладают силы Ампера, распределённые случайным образом в основании короны и поэтому дающие в среднем нулевой эффект на больших пространственных (порядка радиуса Солнца) и временных (порядка солнечного оборота) масштабах. Характерный пространственный масштаб волн Россби как физического явления имеет порядок солнечного радиуса, а характерный временной масштаб – периода солнечного вращения (месяц) и более. Поэтому магнитное поле в основании короны при рассмотрении волн Россби принимаем потенциальным; это означает, что сила Ампера в уравнении движения равна нулю и взаимодействие плазмы с магнитным полем осуществляется здесь только через индукционные электрические поля. Фактически математический анализ временных магнитных вариаций в основании короны выполняется в данной модели в кинематическом приближении.

Рассмотрим излучающий красную линию корональный слой как упругую тонкую плёнку, натянутую на вращающуюся сферу, считая, что радиальная составляющая градиента плотности значительно превосходит его нерадиальные составляющие. Радиальную скорость в основании короны считаем пренебрежимо малой (т.е. фактически нулевой). Выбираем вращающуюся со средней угловой скоростью (ω) вращения Солнца сферическую систему координат (r, θ, ϕ_c) . Необходимо отметить, что средняя угловая скорость вращения Солнца определяется до некоторой степени формально вследствие наблюдаемой дифференциальности вращения Солнца. Вводим высоту (z) над солнечной поверхностью: $r=R+z$, $z \ll R$, $\partial/\partial r = \partial/\partial z$. Выбираем $k_1 R$ ($0 < k_1 \ll 1$, $k_1 = \text{const}$), $1/2 \omega$, V , $m_p N_e$, T_a в качестве единиц высоты, времени, скорости, плотности и температуры соответственно. Здесь N_e – средняя электронная концентрация в корональном слое, излучающем красную линию, T_a – средняя температура излучающего красную линию коронального газа. Остальные обозначения традиционные. Безразмерные уравнения движения и непрерывности имеют вид:

$$k_1 4 \chi R \omega v_\phi \sin \theta - k_1 4 \chi R \omega^2 (v_\theta^2 + v_\phi^2) + k_1 \gamma - k_1 \chi \sin^2 \theta + T \frac{\partial \ln \rho}{\partial z} + \frac{\partial T}{\partial z} = 0,$$

$$4 \chi R \omega \frac{\partial v_\theta}{\partial t} + 4 \chi R \omega^2 \left(v_\theta \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + v_\phi \csc \frac{\partial v_\theta}{\partial \phi_c} + v_\phi^2 \cot \theta \right) - 4 \chi R \omega v_\theta \cos \theta -$$

$$\chi \sin \theta \cos \theta + T \frac{\partial \ln \rho}{\partial \theta} + \frac{\partial T}{\partial \theta} = 0,$$

$$4 \chi R \omega \frac{\partial v_\phi}{\partial t} + 4 \chi R \omega^2 \left(v_\theta \frac{\partial v_\phi}{\partial \theta} + v_\phi \csc \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi_c} + v_\theta v_\phi \cot \theta \right) - 4 \chi R \omega v_\phi \cos \theta +$$

$$T \csc \theta \frac{\partial \ln \rho}{\partial \phi_c} + \csc \theta \frac{\partial T}{\partial \phi_c} = 0,$$

$$\frac{1}{Ro} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \csc \theta \left(\frac{\partial \rho v_\theta \sin \theta}{\partial \theta} + \frac{\partial \rho v_\phi}{\partial \phi_c} \right) = 0 \quad (2.8.3)$$

где $Ro = V/(2\omega R)$ – число Россби, $\gamma = (GM_s m_p)/(2\kappa T_a R)$, $\chi = (\omega^2 R^2 m_p)/(2\kappa T_a)$ – безразмерные параметры (*const*), t – время.

Энергия излучения в красной линии на $\text{см}^2 \times \text{сек} \times \text{стерад}$ даётся выражением [де Ягер, 1962]:

$$I_{red} = 6.3 \times 10^{-6} N_e^2 T^{-1/2} 10^{-9880/T} \quad (2.8.4)$$

где N_e – электронная концентрация (см^{-3}), T – температура ионизации (К). Известно [де Ягер, 1962; Waldmeier, 1963; Rusin, Rybansky, 1992], что интенсивность красной корональной линии увеличивается с увеличением плотности плазмы, но уменьшается с увеличением температуры плазмы. На основе этого наблюдательного факта зафиксируем простейший правдоподобный вид частного решения уравнений (2.8.3). Из формулы (2.8.4) ясно, что простейший способ обеспечить увеличение интенсивности излучения при уменьшении температуры и одновременно при увеличении плотности состоит в том, чтобы предположить барометрический закон изменения плотности плазмы с высотой в почти изотермической короне ($\sim 10^{-4}$ для типичных корональных условий). Поэтому ищем частные решения вида:

$$\rho = \rho(z) = \exp(-k_1 \gamma z),$$

$$T = T(\theta, \phi_c, t) = 1 + \chi T_1(\theta) + 4\chi Ro T_2(\theta, \phi_c, t) \quad (2.8.5)$$

При этом плотность плазмы в данной модели зависит лишь от средней корональной температуры и не реагирует на малые ($\sim 10^{-4}$) гелиоширотные, гелиодолготные и временные температурные вариации, а интенсивность излучения красной корональной линии уменьшается при возрастании температуры в данном месте в данное время над средним уровнем (T_a); в этом смысле формулы (2.8.5) соответствуют наблюдаемым свойствам излучения короны в красной линии.

Подставляя (2.8.5) в (2.8.3) имеем:

$$k_1 4Ro v_\phi \sin \theta - k_1 4Ro^2 (v_\theta^2 + v_\phi^2) - k_1 \sin^2 \theta + k_1 \chi T_1 - k_1 \chi 4Ro T_2 = 0 \quad (2.8.6)$$

$$4Ro \frac{\partial v_\theta}{\partial t} + 4Ro^2 \left(v_\theta \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + v_\phi \csc \theta \frac{\partial v_\theta}{\partial \phi_c} + v_\phi^2 \cot \theta \right) - 4Ro v_\phi \cos \theta - \sin \theta \cos \theta +$$

$$\frac{\partial T_1}{\partial \theta} + 4Ro \frac{\partial T_2}{\partial \theta} = 0 \quad (2.8.7)$$

$$4Ro \frac{\partial v_\phi}{\partial t} + 4Ro^2 \left(v_\theta \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + v_\phi \csc \theta \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi_c} + v_\theta v_\phi \cot \theta \right) - 4Ro v_\theta \cos \theta + 4Ro \csc \theta \frac{\partial T_2}{\partial \phi_c} = 0 \quad (2.8.8)$$

$$\frac{\partial v_\theta \sin \theta}{\partial \theta} + \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi_c} = 0 \quad (2.8.9)$$

При $Ro < 0.25$ в уравнениях (2.8.7) и (2.8.8) можно пренебречь нелинейными по скорости и другими членами второго порядка малости по Ro . Если k_1 выбрано так, чтобы $k_1 \gamma < 4Ro$, то левая часть уравнения (2.8.6) оказывается малой более высокого порядка, чем $4Ro$ и уравнение (2.8.6) удовлетворяется с точностью выше, чем $4Ro$. При $T_1(\theta) = (1/2)\sin^2 \theta$, $Ro < 1/4$, $k_1 \gamma < 4Ro$ уравнения (2.8.6)-(2.8.9) приводится к виду:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_\theta}{\partial t} - v_\phi \cos \theta + \frac{\partial T_2}{\partial \theta} &= 0, \\ \frac{\partial v_\phi}{\partial t} + v_\theta \cos \theta + \csc \theta \frac{\partial T_2}{\partial \phi_c} &= 0, \\ \frac{\partial v_\theta \sin \theta}{\partial \theta} + \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi_c} &= 0 \end{aligned} \quad (2.8.10)$$

Решение уравнений (2.8.10) имеет вид [Яглом, 1953]:

$$\begin{aligned} v_\theta(\theta, \phi_c, t) &= -i \csc \theta \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n m a_n^m P_n^m(\cos \theta) \exp \left\{ im \left(\frac{t}{n^2 + n} + \phi_c \right) \right\}, \\ v_\phi(\theta, \phi_c, t) &= \csc \theta \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{a_n^m}{2n+1} \\ &[n(n-m+1)P_{n+1}^m(\cos \theta) - (n+1)(n+m)P_{n-1}^m(\cos \theta)] \\ &\exp \left\{ im \left(\frac{t}{n^2 + n} + \phi_c \right) \right\}, \\ T_2(\theta, \phi_c, t) &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{a_n^m}{2n+1} \left[\frac{n(n-m+1)}{n+1} P_{n+1}^m(\cos \theta) + \frac{(n+1)(n+m)}{n} P_{n-1}^m(\cos \theta) \right] \\ &\exp \left\{ im \left(\frac{t}{n^2 + n} + \phi_c \right) \right\} \end{aligned} \quad (2.8.11)$$

где $i = -1^{1/2}$, $a_n^m = \text{const}$ (параметры), $P_n^m(\cos \theta)$ – присоединённые функции Лежандра. Слагаемое ($n=0$) исключено в силу ограниченности $|T_2| < \infty$. После преобразования к инерциальной гелиографической системе отсчёта (направление на Апекс фиксируется линией $\phi=0$ $\phi=\pi$) и к размерным переменным имеем:

$$\begin{aligned} \rho(z) &= m_p N_e \exp \left(- \frac{GM_s m_p z}{2\kappa T_a R^2} \right), \\ v_\theta(\theta, \phi, t) &= V \csc \theta \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n m a_n^m P_n^m(\cos \theta) \sin \left[m \left(\frac{n^2 + n - 2}{n^2 + n} \omega \cdot t + \phi \right) \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
v_\phi(\theta, \phi, t) &= \omega R \sin \theta + V \csc \theta \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{a_n^m}{2n+1} [n(n-m+1)P_{n+1}^m(\cos \theta) - \\
&(n+1)(n+m)P_{n-1}^m(\cos \theta)] \cos \left[m \left(\frac{n^2+n-2}{n^2+n} \omega \cdot t + \phi \right) \right], \\
T(\theta, \phi, t) &= T_a + \frac{\omega^2 R^2 m_p}{4\kappa} \sin^2 \theta + \frac{\omega R V m_p}{\kappa} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{a_n^m}{2n+1} \\
&\left[\frac{n(n-m+1)}{n+1} P_{n+1}^m(\cos \theta) + \frac{(n+1)(n+m)}{n} P_{n-1}^m(\cos \theta) \right] \\
&\cos \left[m \left(\frac{n^2+n-2}{n^2+n} \omega \cdot t + \phi \right) \right], \\
z &\leq \frac{8\kappa T_a R^2 R_o}{GM_s m_p} \tag{2.8.12}
\end{aligned}$$

Уравнения (2.8.12) описывают суперпозицию монохроматических волн Россби независимых друг от друга и не взаимодействующих друг с другом. Это – семейство волн очень низкой частоты, существующих одновременно и движущихся вдоль параллелей. Характер соответствующих волнам Россби движений – циклонический и антициклонический. Период (n, m) гармоники не зависит от индекса m и в инерциальной системе отсчёта определяется формулой:

$$\tau = \frac{2\pi}{\omega} \frac{n^2 + n}{n^2 + n - 2} \tag{2.8.13}$$

В соответствии с (2.8.13) первая гармоника (1,1) представляет собой стоячую волну и тот факт, что корона в красной линии выглядит бледнее на солнечной стороне обращённой к Апенксу [Trellis, 1960], может быть интерпретирован как наблюдательное проявление первой гармоники (1,1), поскольку с этой гармоникой связана стационарная долготная асимметрия корональной температуры. Восточно-западную асимметрию излучения красной корональной линии (в течении года восточный лимб выглядит несколько ярче западного), не являющуюся инструментальным эффектом [Tritakis et al., 1995], можно интерпретировать как наблюдательное проявление (3, m) гармоники, которая делает пять с половиной оборотов вокруг Солнца вдоль параллелей за полгода при средней сидерической угловой скорости красной короны равной согласно [Тлатов, 1997] 13 градусам в сутки. Заметим, что выражения $(r/R)v_\theta$ и $(r/R)v_\phi$ (v_θ и v_ϕ определяются формулами (2.8.12)) также удовлетворяют уравнениям (2.8.10) при условии $r/R < 1 + (2\kappa T_a R)/(GM_s m_p)$. Зафиксируем первую гармонику (1,1) из уравнений (2.8.12) в виде:

$$\frac{r}{R} v_\theta(\theta, \phi, t) = 2a_1^1 R_o \omega r \sin \phi$$

$$\frac{r}{R} v_\phi(\theta, \phi, t) = (1 - 2a_1^1 Ro) \omega r \sin \phi + 2a_1^1 Ro \omega r \cos \theta \cos \phi$$

$$T(\theta, \phi, t) = T_a \left[1 + \frac{\omega^2 R^2 m_p}{4\kappa T_a} \sin^2 \theta + \frac{\omega^2 R^2 m_p}{\kappa T_a} a_1^0 Ro (\cos^2 \theta + 1) + \frac{\omega^2 R^2 m_p}{2\kappa T_a} a_1^1 Ro \sin 2\theta \cos \phi \right]$$

Параметры a_1^0 и a_1^1 связаны с малыми разностями температур в направлении экватор-полюс (δT_{ep}) и в направлении восток-запад (δT_{ap}) следующим образом:

$$a_1^0 = \frac{1}{4Ro} - \frac{\kappa \cdot \delta T_{ep}}{\omega^2 R^2 m_p Ro} ; \dots ; a_1^1 = \frac{\kappa \cdot \delta T_{ap}}{\omega^2 R^2 m_p Ro}$$

где $\delta T_{ep} = T(\theta = \pi/2) - T(\theta = 0)$, $\delta T_{ap} = T(\theta = \pi/4, \phi = 0) - T(\theta = \pi/4, \phi = 0)$.

В инерциальной сферической системе координат (θ_v, ϕ_v) с гелиографическими координатами северного полюса

$$\phi = \pi, \dots \cos \theta_p = \frac{1 - 2a_1^0 Ro}{\sqrt{(2a_1^1 Ro)^2 + (1 - 2a_1^0 Ro)^2}} \quad (2.8.14)$$

составляющие скорости первой гармоники (1,1) имеют вид:

$$V_{\theta_v} = 0, V_{\phi_v} = \omega_v r \sin \theta_v. \quad (2.8.15)$$

Движение плазмы в первой моде Россби – это твердотельное вращение вокруг оси, наклонённой на угол θ_p к оси солнечного вращения. Угол наклона θ_p и угловая скорость ω_v твердотельного вращения в первой моде Россби полностью определяются двумя параметрами – малыми разностями температур в направлениях экватор-полюс (δT_{ep}) и восток-запад (δT_{ap}).

При $Re_m \rightarrow \infty$ для потенциального магнитного поля (Ψ - магнитный потенциал) и поля скорости, определяемого соотношениями (2.8.15), уравнения:

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} = [\nabla \times [\mathbf{V} \times \mathbf{B}], (\nabla \cdot \mathbf{B}) = 0 \quad (2.8.16)$$

приводятся к уравнению:

$$\nabla \left(\frac{\partial \Psi}{\partial t} + \omega_v \frac{\partial \Psi}{\partial \phi_v} \right) = 0 \quad (2.8.17)$$

имеющему решение:

$$\Psi(r, \theta, \phi, t) = \Psi_0(r, \theta, \phi - \omega_v t) + C_7 t \quad (2.8.18)$$

где Ψ_0 - распределение магнитного потенциала в начальный момент t_0 . Зафиксируем потенциал в начальный момент времени (в инерциальной гелиографической системе координат) в виде:

$$\Psi_0(r, \theta, \phi) = \frac{C_8}{r^2} \cos \theta + \frac{C_9}{2r^3} (3\cos^2 \theta - 1) + \frac{C_{10}}{2r^4} \cos \theta (5\cos^2 \theta - 3) \quad (2.8.19)$$

суперпозиции аксиальных диполя, квадруполья и октуполья. Мультиполи более высоких порядков опущены из соображений сохранения крупномасштабности магнитного поля, определяющей его потенциальный характер.

Подставляя (2.8.19) (после её преобразования к сферической системе координат (θ, ϕ)) в (2.8.18), получаем закон изменения потенциала во времени. После обратного преобразования к гелиографической системе координат имеем:

$$\Psi(r, \theta, \phi, t) = C_7 t + \frac{C_8}{r^2} F(\theta, \phi, t) + \frac{C_9}{2r^3} [3F^2(\theta, \phi, t) - 1] + \frac{C_{10}}{2r^4} [5F^3(\theta, \phi, t) - 3F(\theta, \phi, t)]$$

$$F(\theta, \phi, t) = (\cos \omega_v t - 1) \sin \theta_p \cos \theta_p \sin \theta \cos \phi + \sin \omega_v t \sin \theta_p \sin \theta \cos \phi + (\cos \omega_v t \sin^2 \theta + \cos^2 \theta_p) \cos \theta$$

Одновременные измерения магнитного поля на всей солнечной поверхности в настоящее время невозможны. Поэтому при исследовании длиннопериодных вариаций магнитного поля в фиксированной точке вблизи солнечной поверхности из данных наблюдений исключают составляющую сигнала, связанную с солнечным вращением. Обычной практикой в этом случае является переход в систему отсчёта, вращающуюся со средней угловой скоростью Солнца (например, переход к Кэррингтоновской долготе). После такого перехода для потенциала имеем:

$$\Psi(r, \theta, \phi_c, t) = C_7 t + \frac{C_8}{r^2} H(\theta, \phi_c, t) + \frac{C_9}{2r^3} [3H^2(\theta, \phi_c, t) - 1] + \frac{C_{10}}{2r^4} [5H^3(\theta, \phi_c, t) - 3H(\theta, \phi_c, t)]$$

где

$$H(\theta, \phi_c, t) = f_1(t) \cos \theta + f_2(t) \sin \theta \cos \phi_c + f_3(t) \sin \theta \sin \phi_c$$

$$f_1(t) = \sin^2 \theta_p \cos \omega_v t + \cos^2 \theta_p,$$

$$f_2(t) = \sin \theta_p [0,5(\cos \theta_p - 1) \cos(\omega_v + \omega)t + 0,5(\cos \theta_p + 1) \cos(\omega_v - \omega)t - \cos \theta_p \cos \omega t]$$

$$f_3(t) = \sin \theta_p [0,5(\cos \theta_p - 1) \sin(\omega_v - \omega)t - 0,5(\cos \theta_p + 1) \sin(\omega_v + \omega)t + \cos \theta_p \sin \omega t]$$

Легко заметить эффект амплитудной модуляции в выражениях для $f_2(t)$ и $f_3(t)$. В последней формуле для магнитного потенциала следует провести осреднение по гелиодолготе во вращающейся системе отсчёта ϕ_c и осреднение по периоду солнечного вращения $2\pi/\omega$ поскольку для измерения магнитного поля на всей солнечной поверхности необходимо время не менее одного солнечного оборота. Обозначим через $\varepsilon = \omega_v - \omega$ и предположим $\varepsilon \ll \omega$. Для осреднённого потенциала имеем:

$$\begin{aligned} \langle \Psi(r, \theta, t) \rangle = & C_7 - \frac{C_9}{2r^3} + \left(\frac{C_8}{r^2} - \frac{3C_{10}}{2r^4} \right) \cos^2 \theta_p \cos \theta + \\ & \frac{3C_9}{2r^3} [(\cos^4 \theta_p + 0,5 \sin^2 \theta_p) \cos^2 \theta + 0,25 \sin^2 \theta \sin^2 \theta_p (3 \cos^2 \theta_p + 1 + \cos \theta_p \cos 2\varepsilon t)] + \\ & \frac{5C_{10}}{r^4} \cos \theta \{ (\sin^4 \theta_p + 0,5 \sin^2 \theta_p + \cos^4 \theta_p) \cos^2 \theta_p \cos^2 \theta + \\ & 0,75 \sin^2 \theta \sin^2 \theta_p \cos^2 \theta_p [4 \cos^2 \theta_p - \sin^2 \theta_p + (\cos^2 \theta_p - \sin^2 \theta_p) \cos 2\varepsilon t] \} \end{aligned}$$

Для единственной измеряемой магнитографом с орбиты Земли продольной компоненты магнитного поля Солнца при $r=R$ имеем:

$$\begin{aligned} B_{\parallel}(R, \theta, t) = \sin \theta \frac{\partial \langle \Psi(r, \theta, t) \rangle}{\partial r} \Big|_{r=R} + \frac{\cos \theta}{r} \frac{\partial \langle \Psi(r, \theta, t) \rangle}{\partial \theta} \Big|_{r=R} = & B_{\parallel cm} + B_{\parallel vm} + B_{\parallel cd} + B_{\parallel rd} \\ B_{\parallel cm} = \frac{3C_9}{2R^4} \sin \theta \left[1 + \frac{\cos^2 \theta}{2} (7 \cos^2 \theta_p - 13 \cos^4 \theta_p - 4) - \right. \\ & \left. \frac{3 \sin^2 \theta}{4} (1 + 2 \cos^2 \theta_p - 3 \cos^4 \theta_p) \right] \\ B_{\parallel vm} = \frac{3C_9}{4R^4} \sin \theta \left(\frac{\sin^2 \theta}{2} + 1 \right) \sin^2 \theta_p \cos \theta_p \cos 2\varepsilon t \\ B_{\parallel cd} = \frac{\cos^2 \theta_p}{2} \sin \theta \cos \theta \left[3 \left(\frac{5C_{10}}{R^5} - \frac{2C_8}{R^3} \right) + \frac{5C_{10}}{2R^5} \cos 2\theta (53 \cos^2 \theta_p - 43 \cos^4 \theta_p - 24) - \right. \\ & \left. \frac{75C_{10}}{2R^5} \sin^2 \theta (6 \cos^2 \theta_p - 5 \cos^4 \theta_p - 1) \right] \\ B_{\parallel rd} = \frac{15C_{10}}{4R^5} \sin^2 \theta_p \cos \theta_p (\cos^2 \theta_p - \sin^2 \theta_p) \sin \theta \cos \theta \left(\cos^2 \theta - \frac{5}{2} \sin 2\theta \right) \cos 2\varepsilon t \end{aligned}$$

Зафиксируем границы северной и южной полярных шапок Солнца по 60 параллели северной и южной гелиошироты соответственно. Заметим, что слагаемые $B_{\parallel cm}$ и $B_{\parallel cd}$ не зависят от времени, тогда как слагаемые $B_{\parallel vm}$ и $B_{\parallel rd}$ от времени зависят, слагаемые $B_{\parallel cm}$ и $B_{\parallel vm}$ симметричны по отношению к экватору в любое время и имеют одинаковый знак в обеих полярных шапках Солнца, тогда как слагаемые $B_{\parallel cd}$ и $B_{\parallel rd}$ антисимметричны по отношению к экватору и имеют противоположные знаки в противоположных полярных шапках Солнца. Это позволяет ограничиться

рассмотрением одной из полярных шапок, например (для определённости) северной. После осреднения продольной компоненты магнитного поля в северной полярной шапке по гелиошироте имеем:

$$\langle B_{\parallel} \rangle = \langle B_{\parallel cd} \rangle + \langle B_{\parallel vd} \rangle + \langle B_{\parallel cm} \rangle + \langle B_{\parallel vm} \rangle \quad (2.8.20)$$

$$\langle B_{\parallel cd} \rangle = \frac{6}{4\pi} x^2 \left\{ 3 \left(\frac{5C_{10}}{R_s^5} - \frac{2C_8}{R_s^3} \right) \sin^2 \frac{\pi}{6} + \frac{5C_{10}}{4R_s^5} [(53x^2 - 43x^4 - 24)(1 - \cos^4 \frac{\pi}{6}) - \frac{15}{2} (6x^2 - 5x^4 - 1) \sin^4 \frac{\pi}{6}] \right\} \quad (2.8.21)$$

$$\langle B_{\parallel vd} \rangle = \frac{45C_{10}}{8\pi R_s^5} \left(1 - \cos^4 \frac{\pi}{6} - \frac{5}{2} \sin^4 \frac{\pi}{6} \right) (1 - x^2) x (2x^2 - 1) \cos 2\epsilon t \quad (2.8.22)$$

$$\langle B_{\parallel cm} \rangle = \frac{3C_9}{4\pi R_s^4} [2(x^2 - 4x^4 - 1) - 5(4x^2 - 7x^4 - 1) \cos^3 \frac{\pi}{6} + 3(6x^2 - 9x^4 - 1) \cos \frac{\pi}{6}] \quad (2.8.23)$$

$$\langle B_{\parallel vm} \rangle = \frac{3C_9}{4\pi R_s^4} \left(\cos^3 \frac{\pi}{6} - 9 \cos \frac{\pi}{6} + 8 \right) (1 - x^2) x \cos 2\epsilon t \quad (2.8.24)$$

где $x = \cos \theta_p$, $\epsilon = \omega_p - \omega$, $\epsilon \ll \omega$. Поскольку составляющая высокоширотного поля вдоль луча зрения периодически изменяет полярность, то первое слагаемое в (2.8.20) нужно занулить. Это означает, что диполь и октуполь в данной модели связаны соотношением:

$$\frac{2C_8}{R_s^3} = \frac{5C_{10}}{R_s^5} \left[1 + \frac{1}{12} (53x^2 - 43x^4 - 24)(1 - \cos^4 \frac{\pi}{6}) \sin^2 \frac{\pi}{6} - \frac{5}{8} (6x^2 - 5x^4 - 1) \sin^2 \frac{\pi}{6} \right] \quad (2.8.25)$$

В случае $|C_9 R^4| \ll |C_{10} R^5|$ (т.е. если квадруполь много меньше диполя и октуполя) модель воспроизводит переполюсовку (с периодом π/ϵ) составляющей вдоль луча зрения высокоширотного магнитного поля (слагаемое $\langle B_{\parallel vd} \rangle$) и, более того, одинаковую магнитную полярность составляющей вдоль луча зрения в полярных шапках в момент переполюсовки (квадрупольные слагаемые $\langle B_{\parallel cm} \rangle$, $\langle B_{\parallel vm} \rangle$), так что Солнце при этом выглядит как «магнитный монополь». Наклонный диполь и зависящие от гелиодолготы квадрупольные слагаемые, опущенные в (2.8.7), не могут существенно изменить вышеприведённые результаты. Наклонный диполь проявляется в виде свободной константы в (2.8.21). Зависящие от гелиодолготы квадрупольные слагаемые проявляются в (2.8.23) и (2.8.24) и не оказывают сколько-нибудь значительного влияния, поскольку квадруполь предполагается много меньше диполя и октуполя.

Прямые измерения радиальной составляющей ММП с борта КА «Ulysses» во время его пролёта над полярными шапками Солнца позволяют оценить параметры данной модели, а именно θ_p , C_{10} , C_8 , π/ϵ , R_0 , δT_{ep} , δT_{ap} . Согласно наблюдениям КА «Ulysses» полярность радиальной составляющей ММП была положительной в северной половине гелиосферы в 1994-1995 гг и совпадала с полярностью составляющей магнитного поля вдоль луча зрения в северной

полярной шапке [Balogh, Forsyth, 1998]. Типичная величина составляющей вдоль луча зрения магнитного поля в полярных шапках составляет (согласно магнитографическим измерениям) примерно 1 Гс [Babcock, 1959]. При этом из (2.8.10) получаем выражение для $C_{10}R^{-5}$:

$$\frac{C_{10}}{R_s^5} = \frac{8\pi}{45} \left[\left(1 - \cos^4 \frac{\pi}{6} - \frac{5}{2} \sin^4 \frac{\pi}{6}\right) (1-x^2)x(2x^2-1) \right]^{-1} \quad (2.8.26)$$

Процедуру осреднения, применённую к составляющей вдоль луча зрения, можно применить и к радиальной составляющей высокоширотного магнитного поля. С учётом (2.8.25) результатом этого является:

$$\langle B_{rcd} \rangle = \frac{1}{45} x \sin \frac{\pi}{6} \left[\left(1 - \cos^4 \frac{\pi}{6} - \frac{5}{2} \sin^4 \frac{\pi}{6}\right) (1-x^2)(2x^2-1) \right]^{-1} [1200x^2 - 960x^4 - 672 - 20(53x^2 - 43x^4 - 24)(1 - \cos^4 \frac{\pi}{6}) \sin^{-2} \frac{\pi}{6} + 5(34x^4 - 44x^2 + 42) \sin^2 \frac{\pi}{6}] \quad (2.8.27)$$

$|\langle B_{rvd} \rangle| \ll |\langle B_{rcd} \rangle|$, $(|\langle B_{rcm} \rangle|, |\langle B_{rvm} \rangle|) \ll |\langle B_{rcd} \rangle|$ если $|C_9 R^{-4}| \ll |C_{10} R^{-5}|$. Согласно прямым измерениям с борта «Ulysses» среднее значение радиальной составляющей ММП в полярной гелиосфере, приведённое к гелиоцентрическому расстоянию 1 а.е., равно 3 нТ, а полярный солнечный ветер наблюдается вплоть до 45 параллели [Balogh, Forsyth, 1998]. Это позволяет оценить среднее по полярной шапке значение радиальной составляющей магнитного поля Солнца (по методике [Hundhausen, 1977]) как

$$\langle B_{rcd} \rangle = 3 \times 10^{-5} \frac{45^\circ}{30^\circ} \left(\frac{215R}{R} \right)^2 = 2.08 \text{ Гс} \quad (2.8.28)$$

Подставляя (2.8.28) в (2.8.27), принимая во внимание (2.8.26) и вычисляя все постоянные, получаем уравнение на θ_p :

$$23.21x^5 + 4.16x^4 - 28.05x^3 - 6.24x^2 + 8.71x + 2.08 = 0 \quad (2.8.29)$$

Приближённым (с точностью $\sim 10^{-6}$) решением уравнения (2.8.29) является $\theta_p = 37.15^\circ$. По известному θ_p из (2.8.26) вычисляем величину $C_{10}R^{-5} = 25.245$ Гс, а из (2.8.25) – величину $C_8R^{-3} = -15.44$ Гс. Интересно отметить, что их отношение 0.6116 близко к золотому сечению (0.618).

Обычная ежедневная процедура записи магнитограммы полного солнечного диска подразумевает компенсацию доплеровских сдвигов спектральных линий, используемых для измерения зеемановского расщепления. Для этого в конструкции солнечного магнитографа предусмотрен специальный компенсатор. Тем самым дополнительно к магнитограмме магнитограф также измеряет и скорость солнечного вращения. Статистический анализ [Howard, Harvey, 1970] более 350 ежедневных записей сигнала магнитометра обсерватории Mt. Wilson за

период 1966-1968 годов выявил среднюю угловую скорость вращения Солнца в виде:

$$\omega(\nu) = 2.78 \times 10^{-6} - 3.51 \times 10^{-7} \sin^2 \nu - 4.43 \times 10^{-7} \sin^4 \nu \text{ [рад/сек]} \quad (2.8.30)$$

где ν – гелиоширота. Аппроксимация полиномом выбрана из соображений удобства представления экспериментальных результатов и не несёт в себе физического смысла. Анализ индивидуальных суточных профилей угловой скорости по записям сигнала магнитографа обсерватории Kitt-Peak, полученным 6 июня 1966 года, 6 января и 3 июля 1967 года, 4 января и 2 июня 1968 года (т.е. в наиболее подходящие с точки зрения измерения угловой скорости Солнца моменты времени) выявили почти твердотельное вращение в низких и средних гелиоширотах [Livingston, 1969]. На основании вышеизложенного зафиксируем среднюю угловую скорость (ω) в данной модели как осреднённую по гелиошироте в интервале между экватором и шестидесятой параллелью угловую скорость, определённую формулой (2.8.30), $\omega = \langle \omega \rangle_{0-60} = 12.94^\circ/\text{сутки}$. Учитывая, что полярные шапки намного менее активны, чем приэкваториальные области, примем в качестве гелиодолготной составляющей скорости первой моды Россби осреднённую в интервале между шестидесятой параллелью и полюсом угловую скорость, определённую формулой (2.8.30), т.е. $\omega_p \cos \theta_p = \langle \omega \rangle_{60-90} = 10.33^\circ/\text{сутки}$. При $\theta_p = 37.15^\circ$ имеем $\omega_p = 12.96^\circ/\text{сутки}$, так что $\varepsilon = \omega_p - \omega = 0.02^\circ/\text{сутки}$. Таким образом, в данной модели период переполюсовки составляющей вдоль луча зрения магнитного поля в полярных шапках $\pi/\varepsilon = 9000$ суток = 24.64 года, что достаточно близко к наблюдаемому 22-летнему периоду, несмотря на почти иллюстративный характер использованной модели. Фиксируя $a_1^0 = 1$ и $a_1^1 = 1$, оцениваем число Россби (из выражения для $\cos \theta_p$ как функции Ro) величиной $Ro = 0.21$. Это согласуется с ограничением $Ro < 0.4$ [Ward, 1964] на возможность реализации общей циркуляции типа Россби. При $Ro = 0.21$ оцениваем разности температур экватор-полюс (δT_{ep}) и восток-запад (δT_{ap}) (из выражений для a_1^0 и a_1^1) как $\delta T_{ep} = 16^\circ\text{К}$ и $\delta T_{ap} = 84^\circ\text{К}$, что много меньше температуры коронального слоя, излучающего красную линию. Высота над солнечной поверхностью, до которой формулы (2.8.12) адекватно описывают волны Россби в корональном слое, излучающем красную линию, не должна превышать $4Ro(2\kappa T_a R^2)/(GM_s m_p) = 5 \times 10^4$ км. В противном случае баланс сил в радиальном направлении не будет обеспечен с достаточной точностью. Согласно [де Ягер, 1962] наиболее интенсивное излучение красной линии испускается с высот менее 2×10^4 км.

Представленная модель – это, в сущности, магнитный ротатор специального вида с аксиальным магнитным полем и осью поля скорости вещества, наклонённой к оси солнечного вращения (такое движение всегда возникает во вращающейся атмосфере при наличии градиентов температуры полюс-экватор и день-ночь). Этот ротатор обеспечивает переполюсовку составляющей вдоль луча зрения магнитного поля в полярных шапках Солнца с периодом близким к 22 годам (эффект амплитудной модуляции на близких частотах ω_p и ω) и демонстрирует (в соответствии с магнитографическими наблюдениями) одинаковую полярность составляющей вдоль луча зрения магнитного поля в обеих полярных шапках («солнечный монополюс») в момент переполюсовки. Однако, радиальная

составляющая магнитного поля в полярных шапках Солнца не испытывает переполюсовки в рамках данной модели. Если эта модель верно отражает реальность, то часть крупномасштабной структуры солнечного ветра и ММП, расположенная полярнее пояса королевских гелиоширот, не должна испытывать радикальных трансформаций в цикле солнечной активности.

В Стокгольме, на набережной, установлена необычного вида композиция, фотография которой приведена на рис.16. Своё произведение скульптор Кристиан Берг (Christian Berg) назвал «Солнечный корабль» («Sunship»), и кто знает какие открытия суждено сделать с помощью магнитографа, установленного на борту КА – солнечного корабля, орбита которого впервые позволит измерить радиальную составляющую магнитного поля Солнца непосредственно в его полярных шапках [Tsurutani, 1997; Habbal et al., 1998].



Рис.16. «Солнечный корабль» (скульптор Кристиан Берг)

Глава 3. Полёт к Солнцу

3.1 Зачем лететь?

Многие десятилетия научное сообщество мечтало о полёте к Солнцу – центру нашей солнечной системы. Такой полёт – не просто очередной шаг в исследовании прямыми методами ещё одного объекта солнечной системы; он подобен первым космическим полётам к другим планетам в те времена, когда о других планетах толком почти ничего не знали.

Решение нескольких актуальных научных проблем космической физики может быть существенно продвинуто проведением измерений с помощью научного оборудования, установленного на борту направленного к Солнцу КА.

Во-первых, при приближении КА к Солнцу можно впервые с близкого расстояния картировать солнечную поверхность и, в частности, исследовать сверхтонкую структуру в дискретных солнечных плазменных элементах с пространственным разрешением примерно 100 км на солнечной поверхности. При выборе полярной траектории можно будет увидеть и полярные шапки Солнца, которые почти не видно, если точка наблюдения расположена в плоскости эклиптики – проекционный угол слишком велик. Если в состав научного оборудования такого КА войдет магнитограф, то можно будет впервые измерить магнитные поля в околополюсных областях Солнца [Tsurutani, 1997] и, с помощью прямых измерений бортовым магнитометром, выяснить как эти поля «выносятся» в межпланетное пространство. К сожалению, в состав научного оборудования КА «Ulysses», орбита которого также позволяла наблюдать полярные области Солнца, оптические приборы, в том числе и магнитограф, включены не были.

Во-вторых, загадочными остаются физические процессы в атмосфере Солнца, при которых электроны за считанные секунды ускоряются до энергий в сотни МэВ, а протоны – до нескольких ГэВ (о чём свидетельствуют наблюдения солнечных вспышек гамма излучения). Более 90% ускоренных заряженных частиц захватываются на высотах много меньше $3 R$ в областях солнечной атмосферы с замкнутой магнитной конфигурацией и никогда не выходят в межпланетное пространство. Присутствие захваченных в околосолнечные магнитные ловушки высокоэнергичных частиц обнаруживают по косвенным данным – рентгеновскому, гамма, микроволновому и радиоизлучению, которое эти частицы генерируют в областях захвата, а также непосредственно – прямыми наблюдениями нейтронов, рождающихся в ядерных реакциях при взаимодействии таких частиц с плотными слоями солнечной атмосферы. Поток нейтронов из околосолнечной магнитной ловушки, на который никак не влияют магнитные и электрические поля на его пути от места генерации до места детектирования, несёт информацию о спектре протонов, ускоренных у Солнца и захваченных там в магнитную ловушку. Идея о том, что протоны, ускоренные в солнечных вспышках до энергий в несколько ГэВ, способны произвести наблюдаемый на орбите Земли поток нейтронов, обсуждается уже более пятидесяти лет, однако в экспериментах на аэростатах и ИСЗ можно зарегистрировать только нейтроны с энергией свыше 100 МэВ. Дело в том, что вследствие бета-распада поток нейтронов уменьшается с расстоянием от источника

по закону $1/r^2 \exp(-r/vt)$, где v – скорость нейтрона, а t – время жизни нейтрона, т.е. существенно быстрее, чем по закону обратных квадратов. Скорость движения нейтрона уменьшается при уменьшении его энергии. КА, приблизившийся к Солнцу на гелиоцентрическое расстояние менее 0.3 а.е., позволит измерить солнечные нейтроны с энергиями 1-10 МэВ, что невозможно на орбите Земли. На гелиоцентрическом расстоянии $10 R$ поток нейтронов с энергией 10 МэВ в 10^5 раз больше, чем на орбите Земли, а с энергией 1 МэВ – 10^9 раз больше.

В-третьих, до сих пор остаётся открытым вопрос о том, какие плазменные процессы нагревают солнечную корону до температур в миллион градусов, что на три порядка величины выше температуры нижележащей фотосферы. Частота электромагнитных волн, генерируемых в солнечной короне и в более близких к Солнцу атмосферных слоях конвективными движениями гранул и супергранул, слишком низка и, поэтому, недостаточна для того, чтобы эта волновая энергия была способна напрямую локально преобразовываться в тепловую энергию ионов корональной плазмы. Однако, мелкомасштабная магнитная активность пространственно неоднородных сеточных структур (микровспышки в основании короны и, возможно, в хромосферной сетке, а также магнитное пересоединение на высотах переходной области) могла бы возбуждать более высокочастотные волны (альвеновские или ионные циклотронные) в частотном диапазоне от ста герц до нескольких килогерц. Если амплитуда таких волн порядка величины напряжённости коронального магнитного поля, а переносимый ими поток энергии – порядка 10^6 эрг/см²сек, (т.е. порядка потока ультрафиолетового излучения из основания короны), то такие волны могли бы резонансно передавать свою энергию циклотронному вращению протонов и более тяжёлых ионов, нагревая последние до очень высоких температур. Косвенные свидетельства относительно возможности осуществления таких процессов в солнечной короне дают результаты наблюдений сильного доплеровского уширения эмиссионных линий в экспериментах UVCS и SUMER на борту КА «SOHO». Интерпретация данных таких дистанционных измерений существенным образом опирается на эмпирические модели, причём анизотропия ионных температур вдоль и поперёк коронального магнитного поля при такой интерпретации оказывается огромной (перпендикулярные к магнитному полю температуры достигают 2×10^8 К). Поскольку высокочастотные альвеновские и ионные циклотронные волны не способны выходить из солнечной короны в межпланетное пространство, их можно зарегистрировать лишь прямыми измерениями с борта КА, движущегося в области, где происходит резонансная передача волновой энергии циклотронному вращению корональных ионов.

В-четвёртых, прямые измерения параметров плазмы с борта КА, движущегося непосредственно в солнечной короне, совместно с измерениями этих же параметров дистанционными методами как с наземных, так и с внеатмосферных обсерваторий впервые обеспечат калибровку средств дистанционной диагностики параметров солнечной короны. Это позволит под новым углом зрения рассмотреть накопленные в архивах данные дистанционных наблюдений солнечной короны. Наблюдения К-короны коронографом, установленным на борту КА, находящегося вблизи Солнца, позволят наблюдать самые слабосветящиеся корональные структуры с пространственным разрешением порядка 100 км и временным разрешением порядка 1 сек. Кроме того, такие наблюдения позволят привязать

траекторию КА к соответствующим нижележащим корональным структурам, что существенно для интерпретации результатов проводимых с его борта прямых измерений. Наконец, серия снимков короны в белом свете в различных проекциях, сделанная с борта КА при его прохождении вблизи Солнца, позволит томографическими методами восстановить трёхмерную структуру электронной концентрации короны.

В-пятых, наблюдения F-короны, выполненные с борта КА, движущегося вблизи Солнца, могли бы способствовать прояснению вопроса об источнике околосолнечной космической пыли. Что это – достигающая Солнца за время 10000-100000 лет в своём движении по сужающимся (за счёт эффекта Пойтинга-Робертсона) спиральным орбитам межпланетная пыль, источником которой является межзвёздная среда (а также кометы или астероиды), либо это конденсация корональных газов, либо - выбросы холодного вещества из недр Солнца? Околосолнечная пыль интересна и в качестве источника *pick-up* ионов, которые, ускоряясь в короне, могут оказаться частью популяции аномальных космических лучей [Cummings et al., 2002]. Область повышенной концентрации пыли в короне предполагается на гелиоцентрическом расстоянии $\sim 4 R$. Это можно проверить только прямыми измерениями с борта КА. В настоящее время отсутствует информация о размерах пылинок. При наихудшем сценарии поток пылевых частиц микронных размеров на гелиоцентрическом расстоянии $4 R$ оценивается величиной 10^{-9} г/м²сек. Такой поток микрометеоритов при скорости движения КА в перигелии порядка 300 км/сек может привести к серьёзным сбоям в работе систем КА.

В-шестых, точное определение элементов орбиты КА, движущегося вблизи Солнца, позволит измерить малые возмущения, обусловленные релятивистскими эффектами общей теории относительности. При этом для обеспечения требуемой точности измерений элементов орбиты необходимо скомпенсировать неравномерность солнечного нагрева, торможение в солнечной атмосфере и другие процессы, влияющие на неинерциальность движения КА. Эту функцию выполняет специальная система, созданная для так называемых бесносозовых спутников, в состав которой входят датчик положения КА и его маневровые двигатели. Бесносозовый спутник был впервые запущен ВМС США (ИСЗ «Triad», Лаборатория прикладной физики, Университет Джонса Хопкинса) в июле 1972 года; неинерциальность его движения не превышала 5×10^{-12} g, т.е. удалось эффективно скомпенсировать влияние торможения спутника в верхней атмосфере и другие эффекты, ответственные за отклонение спутника от расчётной траектории. Датчик положения спутника - это контейнер с гироскопом внутри. Гироскоп представляет собой шарик диаметром 4 см из очень однородного плавленого кварца, закручиваемый струёй газа (который затем откачивается из контейнера) до частоты вращения 400 Гц. Шарик покрыт тонким слоем ниобия и поддерживается при температуре жидкого гелия, так что сверхпроводящий ниобий приобретает лондоновский магнитный момент. Информация о направлении оси вращения гироскопа «считывается» посредством сверхпроводящей петли, охватывающей шарик, при помощи магнитометра, основанного на эффекте Джозефсона. Положение гироскопа по отношению к стенкам контейнера (как эталон движения тела в вакууме) отслеживают твердотельные лазеры, а любые отклонения компенсируются маневровыми двигателями спутника, т.е. параметры движения

спутника постоянно сверяются с гироскопом, как с эталоном, а на движение гироскопа в вакууме могут повлиять только очень тонкие гравитационные эффекты общей теории относительности. Для непрерывного доплеровского контроля элементов орбиты на КА необходимо смонтировать направленную на Землю специальную антенну и иметь специальную двухчастотную (X и S диапазоны) подсистему связи.

3.2 «Огонь и лёд»

С инженерной точки зрения вопрос состоит в том, как осуществить прямые измерения физических параметров в весьма необычных и неблагоприятных условиях солнечной короны. Наибольший интерес для проведения научных исследований с борта КА представляет полярная орбита с перигелием, который достигается на солнечном экваторе и расположен на гелиоцентрическом расстоянии $4 R$ (т.е. на высоте $3 R$ над фотосферой). Минимальную высоту перигелия ограничивают инженерные соображения, связанные с невозможностью обеспечить эффективную теплозащиту КА на меньших гелиоцентрических расстояниях: КА должен «выжить» в условиях теплового потока 400 Ватт/см^2 на гелиоцентрическом расстоянии $4 R$, что примерно в 3000 раз больше солнечной постоянной. При этом материал и конструкция теплозащитного экрана должны быть подобраны так, чтобы минимизировать испарение газов с поверхности экрана для предотвращения вызванных этим процессом возможных ошибок прямых измерений параметров солнечного ветра.

Близость траектории к Солнцу создаёт две фундаментальных трудности и при обеспечении радиосвязи с КА. Во-первых, попадание Солнца в диаграмму направленности луча наземной станции слежения приводит к возрастанию уровня фоновых шумов и, как следствие, к значительному снижению отношения сигнал-шум принимаемого сигнала. Минимизировать отношение сигнал-шум удаётся, если полярная траектория КА выбрана с таким расчётом, чтобы при наблюдениях с Земли КА находился на максимально возможном угловом расстоянии от Солнца, т.е. в перигелии был бы виден с Земли под углом 90° . Во-вторых, корональная плазма создаёт амплитудные и фазовые мерцания радиосигнала, передаваемого с борта КА. Наиболее опасными являются амплитудные мерцания, поскольку они могут приводить к существенному ухудшению качества канала радиосвязи между станцией слежения и КА. Эффекты мерцания минимизируются выбором максимально высокой несущей частоты радиосигнала (X-диапазон). На рис.17 изображён вид с Земли участка траектории КА при движении вблизи перигелия орбиты. Скорость движения КА в точке перигелия превышает 300 км/сек .

Полярные межпланетные траектории с описанными выше условиями в перигелии должны, вообще говоря, включать манёвры в гравитационных полях планет солнечной системы для компенсации низких начальных скоростей, которые могут придать КА современные ракетносители. Расположение перигелия орбиты на гелиоцентрическом расстоянии $4 R$ требует фактического устранения полного углового момента КА в плоскости эклиптики, что наиболее эффективно достигается при выполнении обратного (инверсного) вспомогательного манёвра в

гравитационном поле Юпитера. При осуществлении такого манёвра КА проходит на расстоянии 10,5 радиусов Юпитера от этой планеты, разворачивая свою траекторию под прямым углом к плоскости эклиптики и замедляясь настолько, чтобы изменить направление своего движения с антисолнечного на солнечное.

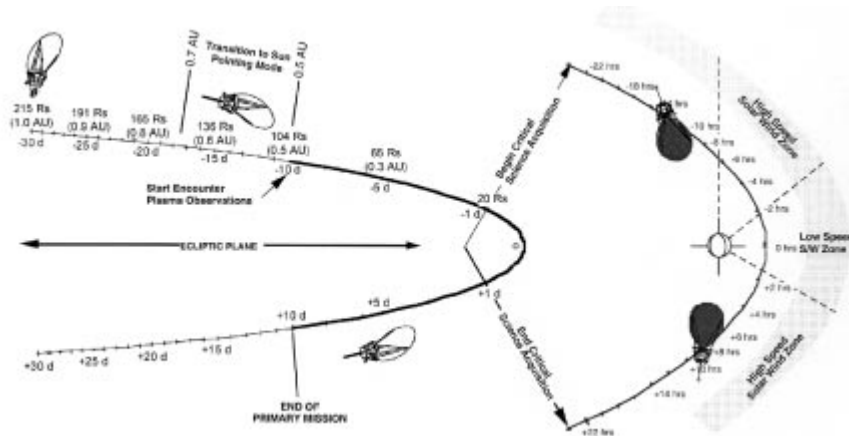


Рис.17. Траектория КА «Solar Probe» вблизи перигелия орбиты [“Solar Probe: First Mission to the Nearest Star” – Report of the NASA Science Definition Team].

Траектории с выполнением обратного вспомогательного манёвра в гравитационном поле Юпитера требуют большой начальной энергии ($>120 \text{ км}^2/\text{сек}^2$), получаемой КА при запуске. Для этого либо ракетоноситель должен быть очень мощным (Протон, Ariane-5 или Titan/Centaur), либо КА должен быть очень малым (чтобы его запуск можно было произвести ракетоносителем класса Delta).

В декабре 1994 года в Москве проходило заседание американо-русской комиссии по экономическому и технологическому сотрудничеству (комиссии Гор-Черномырдин), на которой, в частности, рассматривались предложения РКА и НАСА по совместному исследованию солнечной системы. Одно из таких предложений состояло в совместном исследовании с помощью автоматических КА границ солнечной системы: внутренней – Солнца и внешней – Плутона. Проект получил официальное название «Огонь и лёд» («Fire and Ice»). В части полёта к Солнцу предлагалось с помощью российского ракетоносителя «Протон», оснащённого американским разгонным блоком «Star-48», запустить к Юпитеру два КА – российский и американский [Galeev et al., 1996]. Сразу после запуска аппараты разделяются и независимо друг от друга осуществляют обратный маневр в гравитационном поле Юпитера для выхода на околосолнечные полярные орбиты. Оба КА должны были достигнуть перигелия своих орбит над западным лимбом Солнца одновременно (в пределах одного часа). Перигелий орбиты американского КА должен был находиться на гелиоцентрическом расстоянии $4 R$, а российского – $10 R$. При прохождении перигелия угол между КА и линией Земля-Солнце должен был быть равен 90° . Научное оборудование американского КА должно было обеспечить проведение прямых измерений солнечного ветра и оптических наблюдений солнечной короны вне солнечного диска. Научное оборудование российского КА должно было обеспечить как проведение прямых измерений

солнечного ветра, так и оптических наблюдений солнечного диска, чтобы привязать одновременные прямые измерения солнечного ветра на двух гелиоцентрических расстояниях к глобальной структуре солнечной короны.

РКА и НАСА согласились в том, что

- этот строго кооперативный проект не допускает обмена финансами – каждая из сторон сама финансирует свою часть проекта;
- двустороннее сотрудничество помогает каждой из сторон в достижении собственных целей;
- каждая из сторон развивает самостоятельный запасной вариант осуществления проекта, если другая сторона окажется не в состоянии осуществить свою часть совместного проекта.

Двусторонняя заинтересованность в осуществлении проекта «Огонь и лёд» была подтверждена на заседании комиссии Гор-Черномырдин в июле 1995 года в Вашингтоне. В совместном заявлении по итогам девятого заседания комиссии от 23 сентября 1997 года отмечалось, что стороны заинтересованы в совместном осуществлении измерений на гелиоцентрическом расстоянии 4 солнечных радиуса американским КА «Solar Probe» («Солнечный зонд») и на гелиоцентрическом расстоянии 10 солнечных радиусов российским КА «Пламя», решение по которому ожидалось в 1998 году.

Американский самостоятельный запасной вариант осуществления проекта предполагал разработку узкоспециализированного небольшого и недорогого КА-разведчика. 15 апреля 1998 года д-р Джон МакНами (John McNamee) из Лаборатории реактивного движения в Пасадене (Калифорния) был назначен руководителем чисто американского проекта, сохранившего название «Огонь и лёд». Проект включал разработку трёх КА, собранных из одинаковых аппаратных компонентов, использующих инновационную технологию и предназначенных для проведения измерений в окрестностях Солнца, Плутона и спутника Юпитера Европы, покрытого многокилометровым льдом. МакНами должен был приступить к своим обязанностям в полном объёме по окончании его работы в качестве руководителя проекта «Mars 1998 Surveyor» после осуществления запуска КА «Mars'98 Climate Orbiter» 10 декабря 1998 года и «Mars'98 Polar Launder» 3 января 1999 года.

Подлёт к Солнцу на расстояние всего в несколько миллионов километров (на 4 R) накладывал сильные ограничения на конструкцию КА, сохранившего название «Солнечный зонд» («Solar Probe»). Предварительные инженерные проработки показали, что стоимость проекта оказалась быстро возрастающей функцией сложности КА и его приборного состава. Требованиям НАСА по минимизации финансовых затрат (включая стоимость запуска и эксплуатации наземной инфраструктуры, необходимой для осуществления проекта) можно было удовлетворить лишь при использовании в гражданском секторе новых космических технологий. Одной из таких разработок была большая лёгкая неосевая параболическая высокочувствительная антенна, изготовленная из композитных материалов, которая могла использоваться как для обеспечения связи с Землёй, так и в качестве теплозащитного экрана КА (Рис. 18, сравните с формой на рис.16).

Однако дегазация и испарение нейтрального углерода с поверхности антенны при её нагревании могли создать проблемы при проведение прямых измерений солнечного ветра или электромагнитных волн в околосолнечной плазме, если ионизация нейтрального углерода произойдёт достаточно близко от КА.

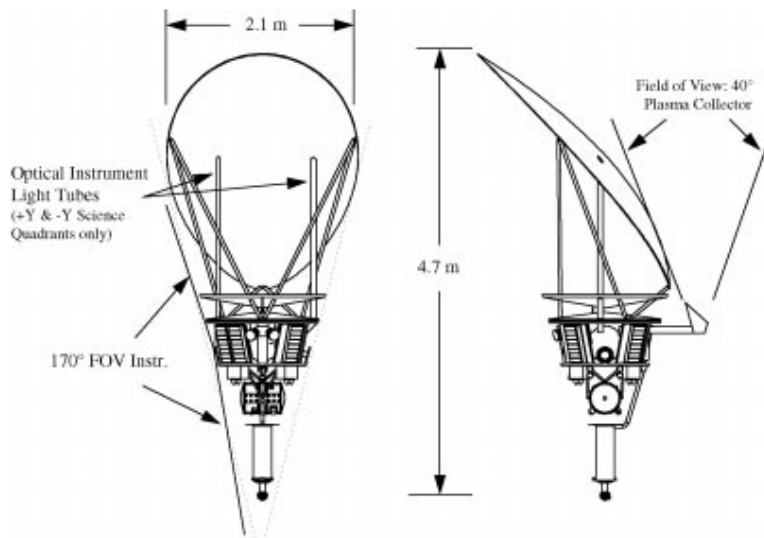


Рис.18. Общий вид КА «Solar Probe»[“Solar Probe: First Mission to the Nearest Star” – Report of the NASA Science Definition Team].

Кроме того, нейтральный углерод загрязнит поверхность КА. Если концентрация нейтрального углерода достаточно низка для того, чтобы режим его истечения можно было считать бесстолкновительным, то луч зрения датчиков научной аппаратуры можно защитить от источника горячих нейтралов. Соответствующей термической обработкой перед запуском можно уменьшить риск дегазации, хотя минимального испарения всё равно избежать не удастся. При планируемой форме антенны в наиболее горячей её части – в вершине – доминирует дегазация, которая в углерод-углероде на порядок меньше, чем в графите, в основном, за счёт поверхностных энергетических эффектов. В перигелии площадь 0.4 м^2 вокруг вершины антенны нагреется до 2250 К , а 0.6 м^2 – до 2200 К . Именно в этой части антенны будет происходить наиболее интенсивное испарение углерода, которое сильно зависит от температуры. При выбранной форме антенны общая скорость потери её массы при нагревании в перигелии $\sim 1.6 \times 10^{-2} \text{ мг/сек}$. Достаточно большая скорость потери массы при нагревании антенны способна повлиять на локальное электрическое поле вокруг КА, что может привести к ошибкам измерений параметров электронов солнечного ветра. Требование поддерживать разность потенциалов между КА и окружающей космической плазмой на уровне не выше 20 В , ограничивает сверху допустимую скорость потери массы всей антенны величиной 3 мг/сек . Лабораторные испытания углерод-углерода на нагрев показали, что скорость потери массы существенно ниже этого уровня [Valentine et al., 1997]. Таким образом, наиболее вероятным источником помех для прямых измерений солнечного ветра оказывается возможная генерация pickup ионами

плазменных волн в солнечном ветре. Предполагается, что волны генерируются при развитии нижнегибридной неустойчивости (модифицированной двухпоточковой неустойчивости), для развития которой концентрация pickup ионов должна составлять $\sim 10\%$ протонной концентрации солнечного ветра и которая в перигелии развивается на характерной длине ~ 120 м. Поскольку линейный размер ионного облака, на котором его концентрация превышает 10% протонной концентрации солнечного ветра много меньше 120 м, то считается что нижнегибридная неустойчивость не может создавать помехи измерениям плазменных волн в солнечном ветре.

В качестве бортового источника питания предлагалось использовать ядерную энергетическую установку (ЯЭУ) с восемью нагревателями, снятыми с запасного радиоизотопного термоэлектрического генератора, изготовленного для КА «Cassini». Такие же ЯЭУ предлагалось использовать в качестве источника энергии и на двух других КА проекта «Огонь и лёд», предназначенных для полёта к Плутону и к спутнику Юпитера Европе. Тепло от ЯЭУ (мощность которой к концу миссии будет примерно 197 Вт) можно использовать для дополнительного нагрева КА в афелии его орбиты. Кроме тепла, сбрасываемого ЯЭУ, для управления тепловым режимом КА можно использовать электронагреватели, жалюзи, радиаторы и теплопокрытия. Доза, которую получит научная аппаратура от работы ЯЭУ, зависит от компоновки КА и является предметом дополнительного анализа радиационных нагрузок. При этом следует учитывать, что орбита КА пересекает радиационные зоны естественного происхождения около Юпитера и Солнца, что предъявляет повышенные требования к радиационной стойкости научной аппаратуры.

На случай если вариант с использованием ЯЭУ будет признан слишком рискованным из-за возможного радиоактивного загрязнения атмосферы Земли при аварии на этапе запуска КА, рассматривался запасной вариант. Этот вариант предполагал использование трёх источников энергии. Обычные солнечные батареи предполагалось использовать на пути к Юпитеру и затем на пути к Солнцу вплоть до гелиоцентрического расстояния 0.7 а.е. На этом расстоянии обычные батареи отстреливаются и КА переходит на питание от лёгких высокоэффективных высокотемпературных солнечных батарей, которые используются вплоть до гелиоцентрического расстояния 0.2 а.е., когда КА переходит на питание от аккумуляторов. Лёгкие батареи пребывают в сложенном состоянии за теплозащитным экраном всё время, пока КА находится вблизи перигелия, и вновь раскрываются на обратном пути.

Научные задачи полёта предлагалось решать минимальным составом научной аппаратуры, общий вес которой не превышал 19 кг, общее энергопотребление – 16 Ватт, но которая была способна передавать на Землю информацию со скоростью свыше 100 килобит в секунду. В состав аппаратуры входили трёхкомпонентный магнитометр, спектрометр ионного состава и электронов солнечного ветра, спектрометр состава высокоэнергичных частиц, датчик плазменных волн, детектор надтепловых ионов солнечного ветра, магнитограф-гелиосейсмограф, визуализатор изображений в рентгеновском и ультрафиолетовом диапазонах (61 - 304 А), коронограф. При таком минимальном составе аппаратуры КА был нацелен на наблюдение с близкого расстояния

мелкомасштабных солнечных плазменных структур, магнитных полей, в том числе и в полярных шапках Солнца, а также на проведение прямых измерений параметров солнечного ветра в непосредственной окрестности Солнца и привязке результатов этих прямых измерений к структурам белой короны.

Запуск КА планировался на 15 февраля 2007 года с мыса Канаверал (Флорида) ракетоносителем «Delta III», оснащённым разгонным блоком «Star 48V». В конце 2010 года КА должен был приблизиться к Солнцу на минимальное расстояние ($3 R$ в перигелии) и уйти на второй виток. Следующее сближение с Солнцем на такое же минимальное расстояние предполагалось в начале 2015 года. При каждом приближении к Солнцу прямые измерения предполагалось начинать за 10 суток до прохождения перигелия и заканчивать через 10 суток после прохождения перигелия. Дистанционные (оптические) наблюдения предполагалось начинать за 4 суток до прохождения перигелия. За 2 суток до прохождения перигелия предполагалось перейти на режим как прямых, так и дистанционных измерений с высоким временным разрешением. На первом витке при прохождении перигелия научные данные предполагалось передавать в реальном времени, а наиболее приоритетные, кроме того, сохранять в бортовом запоминающем устройстве с тем, чтобы повторно передать позднее по окончании этапа сбора данных. Возможность передачи данных в реальном времени при прохождении перигелия на втором витке предполагалось оценить позднее. Поскольку положение передающей антенны, которая служит также экраном теплозащиты, жёстко фиксировано, на части траектории (участок от 10 до 6 суток до прохождения перигелия) КА не способен поддерживать связь с Землёй. В этот период времени научную информацию предполагалось записать в бортовое запоминающее устройство и передать на Землю позднее, когда КА выйдет из зоны радиотени.

В сентябре 2000 года НАСА объявило о приостановке работы над КА «Солнечный зонд». 2 марта 2001 года президент США Джордж Буш младший представил свой проект федерального бюджета на 2002 год, который не предусматривал заметного увеличения финансирования НАСА и в котором не нашлось места для запуска к Солнцу американского КА-разведчика.

3.3 «Интергелиос»

Пуэрто де ла Крус – тихий городок на острове Тенерифе в архипелаге Канарских островов. Узкие живописные улочки, застроенные выкрашенными в белый цвет и покрытыми черепицей одно- и двухэтажными домами классической испанской постройки, сбегают с предгорий потухшего вулкана Тейде к набережной, о парапет которой разбиваются в брызги волны Атлантического океана. Средневековый католический собор, форт, когда-то защищавший вход в гавань, монументальное здание казино в парке, где на клумбах круглый год цветут цветы, магазинчики с сувенирами, пляжи с вулканическим песком чёрного цвета, температура воздуха и воды в океане чуть больше 20 градусов. Пожилые состоятельные люди приезжают сюда переждать промозглую европейскую зиму. Здесь с 23 по 27 марта 1998 года Группа планирования работ по физике Солнца Европейского Космического Агентства (ЕКА) и Канарский Астрофизический Институт (Instituto de Astrofisica

de Canarias), современные телескопы которого построены почти у самой вершины Тейде, провели конференцию «Европейские перекрёстки физики Солнца и гелиосферы» (A Crossroads for European Solar and Heliospheric Physics), где рассматривались предложения по организации новых солнечных и гелиосферных космических проектов с участием ЕКА. На этой конференции впервые была озвучена идея российско-германского проекта вывода КА, оснащённого электрореактивным двигателем малой тяги, на квазигелиостационарную орбиту с перигелием на гелиоцентрическом расстоянии $\sim 30 R$ путём манёвров КА в гравитационном поле Венеры. Проект назывался «Интергелиос» [Marsch et al., 1998].

КА стартует с Земли к Венере и проходит со скоростью 14.4 км/сек на расстоянии 1900 км от этой планеты. После выполнения такого манёвра КА выходит на околосолнечную орбиту с перигелием на гелиоцентрическом расстоянии $64.5 R$ и включает электрореактивный двигатель малой тяги, который менее чем за полгода переводит КА на квазигелиостационарную орбиту. Для работы электрореактивного двигателя малой тяги в течение года потребуется 160 кг топлива. Если перигелий финальной орбиты находится на гелиоцентрическом расстоянии $32.2 R$, то он проходит на каждые 132 сутки. Начиная со второго прохождения перигелия, КА входит в режим квазикоротации с Солнцем: на витках при третьем и всех последующих прохождениях перигелия КА временно задерживается над солнечной поверхностью в двух неподвижных точках (на несколько суток в каждой), которые находятся на гелиоцентрическом расстоянии $41.5 R$ и на удалены одна от другой на 40° долготы. Включение электрореактивного двигателя малой тяги на 720 сутки полёта совсем небольшим импульсом может существенно изменить орбиту КА, опустив перигелий на гелиоцентрическое расстояние $11.7 R$.

Поток солнечного излучения на гелиоцентрическом расстоянии $30 R$ равен 70 кВт/м^2 , т.е. в 50 раз больше солнечной постоянной. При этом температура теплозащитного углерод-углеродного экрана КА не превысит 1000 К, а высокая теплопроводность углерод-углерода обеспечит отсутствие горячих точек экрана. Экран должен поддерживать температуру научного оборудования ниже 50 градусов Цельсия. Оснащённый теплозащитным экраном КА способен просуществовать на орбите в течение нескольких витков.

В качестве источника питания КА предлагалось использовать обычные солнечные батареи.

В состав научного оборудования КА, общим весом 60-70 кг, предлагалось включить анализатор солнечного ветра, анализатор плазменных волн, магнитометр, детектор энергичных частиц, детектор межпланетной пыли, детектор корональных радиоволн, визуализатор изображений в белом свете и магнитограф, визуализирующий спектрометр в рентгеновском и ультрафиолетовом диапазонах, рентгеновский визуализатор, коронограф и визуализатор полного солнечного диска, анализатор нейтронов и гамма-излучения. При таком составе научного оборудования и наличия периодов коротации КА с Солнцем, КА был нацелен на прямые измерения и дистанционное наблюдение всего комплекса солнечных и корональных явлений на фиксированной гелиодолготе с квазигелиостационарной орбиты. Выбор такой точки наблюдения впервые позволил бы чётко разделить пространственные и временные вариации параметров плазмы солнечной

атмосферы. Информационный поток с борта КА оценивался величиной более 40 кБит/сек.

Для запуска КА предлагалось использовать российский ракетоноситель класса «Молния», относительно недорогой, совместимый с различными разгонными блоками и очень надёжный. Такой носитель способен вывести на орбиту груз существенно превышающий 350 кг. Невысокая точность запуска с помощью такого ракетносителя не критична, так как в процессе полёта к Венере электрореактивный двигатель малой тяги может скорректировать траекторию КА.

Поскольку в любом случае на первом этапе КА должен лететь к Венере, то стартовые окна продолжительностью от 2 до 4 суток каждое – это окна для старта к Венере, которые открываются через каждые 1.6 года. Например, если первое окно открывалось в конце декабря 2000 года, то второе – в августе 2002 года.

Познакомившись с идеей проекта «Интергелиос» в ЕКА сочли, что для того, чтобы наблюдать за проявлениями солнечной активности с квазигелиостационарной орбиты не обязательно приближаться к Солнцу в перигелии на гелиоцентрическое расстояние $32.2 R$. То же самое безопаснее сделать с вдвое большего гелиоцентрического расстояния, т.е. с 0.28 а.е. ($\sim 60 R$). В этом случае максимальный поток солнечного излучения в перигелии составляет 17.424 кВт/м^2 (т.е. 12.7 солнечных постоянных), что существенно облегчает обеспечение эффективной теплозащиты КА. Электрореактивный двигатель малой тяги и маневры в гравитационном поле Венеры можно использовать для обеспечения наклонения плоскости орбиты КА к плоскости солнечного экватора (Рис.19). Появился самостоятельный проект ЕКА с названием «Solar Orbiter».

Запустить КА предлагается ракетоносителем «Atlas V401»-«Centaur» с космодрома космического центра имени Кеннеди (Флорида). В качестве запасного варианта рассматривается запуск ракетоносителем «Ariane-5» с космодрома Куру (Французская Гвиана). Окна для запуска – январь 2017 года, март 2017 года и сентябрь 2018 года. Общий вес КА – 1800 кг. Относительная скорость подлёта к Венере – 18 км/сек. Период обращения по финальной околосолнечной орбите – 168 суток, перигелий финальной орбиты – на гелиоцентрическом расстоянии 0.28 а.е.

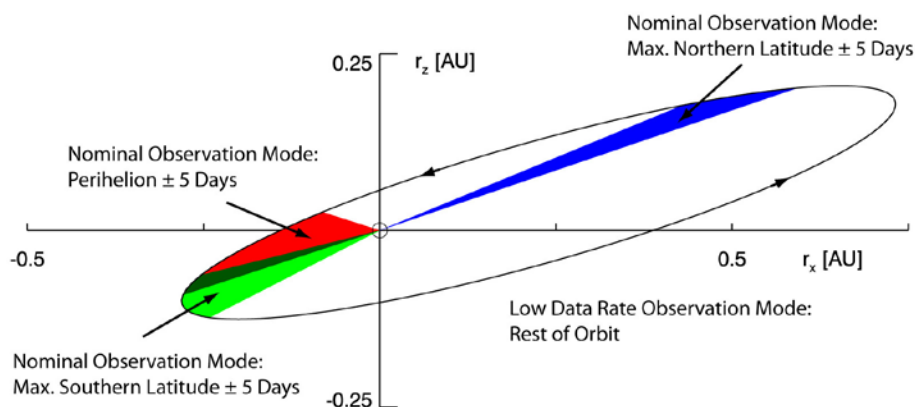


Рис.19. Орбита КА «Solar Orbiter» [*“Solar Orbiter – Exploring the Sun-Heliosphere Connection” – Assessment Study Report*].

Время жизни КА на орбите – 7 лет, за которые наклонение орбиты к плоскости солнечного экватора достигнет 25° . В случае, если КА проработает на орбите более 7 лет, дополнительные маневры в гравитационном поле Венеры увеличат наклонение орбиты до 34° , если запуск будет осуществлён в январе 2017 года и до 36° , если запуск будет осуществлён в марте 2017 года. Финальная орбита обеспечит квазикоротацию КА и Солнца в течение почти полного солнечного оборота.

Электроэнергией КА обеспечат солнечные батареи, а в качестве дополнительного источника питания на борту предусмотрены и литиевые аккумуляторы. Конструкция солнечных батарей тесно привязана к технологиям и оборудованию, использованному при разработке КА «Mercury Planetary Orbiter».

Общий вид КА представлен на рис.20. В состав научного оборудования КА предполагается включить анализатор солнечного ветра, детектор энергичных частиц, магнитометр, анализатор солнечного радиоизлучения и плазменных волн, поляриметрический и гелиосейсмический анализатор (вектор-магнитограф), визуализатор солнечного диска в вакуумном ультрафиолете высокого разрешения, визуализатор спектра вакуумного ультрафиолета, рентгеновский телескоп-спектрометр, коронограф, гелиосферный визуализатор. Информация о результатах прямых наблюдений околосолнечной плазмы будет поступать непрерывно.

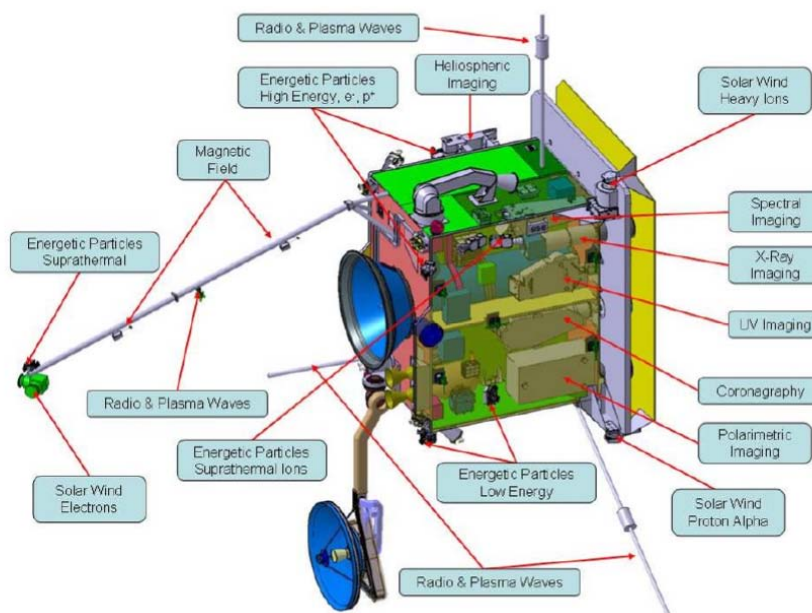


Рис.20. Научное оборудование КА «Solar Orbiter» [*Solar Orbiter – Exploring the Sun-Heliosphere Connection* – Definition Study Report].

Оптические научные инструменты будут включаться на каждом витке три раза, каждый раз на период в 10 суток. Первый десятисуточный период – около перигелия, когда оптические наблюдения проводятся с высоким разрешением. Ещё два десятисуточных периода охватывают интервалы времени, когда КА достигает максимально возможной на данном витке гелиошироты, либо когда он коротитует с Солнцем (т.е. когда его угловая скорость относительно Солнца минимальна). КА

будет передавать информацию на Землю со скоростью 150 кБит/сек. Объем бортового запоминающего устройства – 539 Гигабит. Наклонение квазигелиостационарной орбиты КА позволит не только наблюдать проявления солнечной и гелиосферной активности на фиксированной гелиодолготе, но и заглянуть в высокие гелиошироты под конец миссии.

На своём 128-ом заседании 17-18 февраля 2010 года Научный программный комитет ЕКА рекомендовал включить проект «Solar Orbiter» в число трёх конкурирующих между собой кандидатов на запуск в 2017/2018 годах в рамках космической программы «Cosmic Vision 2015-2025». 4 октября 2011 года Научный программный комитет выбрал КА «Solar Orbiter» в качестве первого КА среднего класса, запуск которого запланирован на 2017 год. В качестве второго проекта был выбран проект «Euclid» космологической направленности с запуском КА в 2019 году.

3.4 «Солнечный зонд плюс»

27 августа 2007 года Директорат научных проектов НАСА (NASA's Science Mission Directorate) поручил Лаборатории прикладной физики Университета Джонса Хопкинса разработку технического проекта полёта к Солнцу, в котором не использовалась бы ЯЭУ и общие затраты на осуществление которого не превышали бы 750 миллионов долларов в ценах 2007 года.

В Лаборатории прикладной физики проект назвали «Солнечный зонд плюс» (Solar Probe Plus). Как и в проекте «Интергелиос» основная идея проекта «Солнечный зонд плюс» состоит в выводе КА, оснащенного реактивным двигателем малой тяги, на околосоляную орбиту с перигелием на гелиоцентрическом расстоянии $9.5 R$ путём маневрирования в гравитационном поле Венеры.

В полёте, который продлится 6.9 года, предполагается совершить 24 витка по околосоляной орбите, наклонение которой к плоскости эклиптики составляет 3.4° . После совершения манёвра в гравитационном поле Венеры на первом витке перигелий орбиты составит $35 R$. Семь последующих манёвров в гравитационном поле Венеры на следующих витках уменьшат гелиоцентрическое расстояние в перигелии с $35 R$ до $9.5 R$. В течение 19 витков перигелий орбиты будет располагаться на гелиоцентрическом расстоянии менее $20 R$. Полёт будет считаться успешно завершённым после того, как КА совершит три витка по финальной орбите, перигелий которой находится на гелиоцентрическом расстоянии $9.5 R$ и период обращения по которой составляет 88 суток. Орбита КА «Солнечный зонд плюс» показана на рис.21.

Поток солнечного излучения на гелиоцентрическом расстоянии $9.5 R$ составляет 70 Вт/см^2 , что соответствует примерно 510 солнечным постоянным. Теплозащитный экран КА представляет собой облицованный керамикой плоский углерод-углеродный круг диаметром 2.7 м и толщиной 17 см. Температура обращённой к Солнцу стороны экрана в перигелии составляет 1700 К, а температура обратной стороны экрана – не более 350 К, так чтобы рабочая температура КА не превышала 40°C .

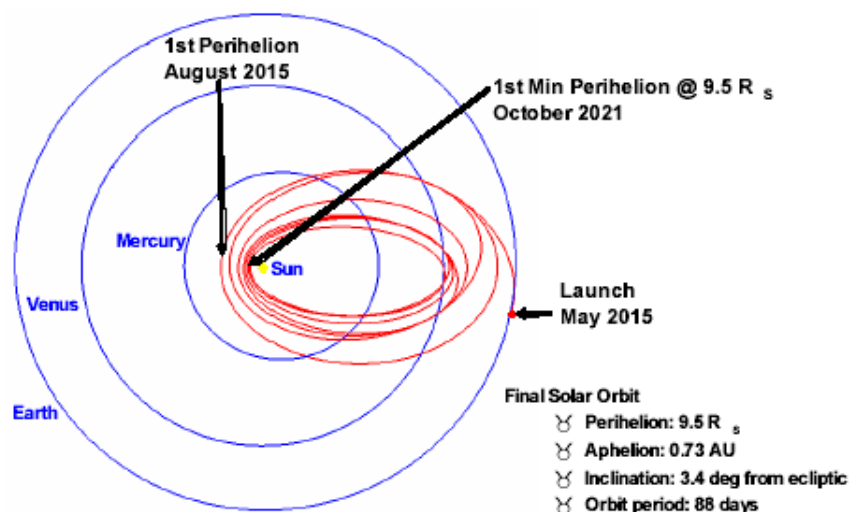


Рис.21. Орбита КА «Solar Probe Plus» [*“Solar Probe+” – Mission Engineering Study Report*].

Питание КА осуществляется с помощью двух систем солнечных батарей. Первая система из двух обычных солнечных батарей, подобная использованной на КА «Messenger», работает на относительно больших гелиоцентрических расстояниях (свыше 0.25 а.е.) и постепенно прячется за теплозащитный экран по мере приближения КА к Солнцу. В это время начинает эксплуатироваться вторая система из двух подвижных высокотемпературных батарей с жидкостным охлаждением. Ещё ближе к Солнцу и вторая система также частично прячется за теплозащитный экран с таким расчётом, чтобы поддерживать постоянные температуру и выработку электроэнергии. Поток солнечного излучения позволяет осуществлять питание КА от солнечных батарей даже на гелиоцентрическом расстоянии $9.5 R_s$. В качестве дополнительного источника питания на КА имеются литиевые аккумуляторы ёмкостью 20 ампер-часов, чтобы справляться с бросками напряжения.

Система ориентации КА включает четыре маховика, три астроориентатора в трёх взаимноперпендикулярных направлениях, высокоточное инерциальное измерительное устройство, а также датчик солнечного горизонта для поиска сбоев управления ориентацией и автономного перезапуска системы ориентации.

Для выполнения манёвров на орбите КА использует бортовой гидразиновый реактивный двигатель малой тяги, разработанный для КА «Messenger» и КА «Stereo». Бак для гидразина объёмом 91 литр взят от ИСЗ «DSCS III» военной спутниковой системы связи.

В состав научной аппаратуры КА входят: быстродействующий анализатор ионов, два быстродействующих анализатора электронов, анализатор ионного состава, детектор энергичных частиц, магнитометр, детектор плазменных волн, спектрометр нейтронов и гамма-излучения, детектор околосолнечной пыли, а также полусферический визуализатор для привязки результатов прямых измерений

околосолнечной плазмы к структурным формам белой короны. При таком составе научной аппаратуры основная задача КА состоит в том, чтобы впервые провести прямые измерения максимально возможного числа параметров околосолнечного пространства в плоскости эклиптики на гелиоцентрических расстояниях вплоть до $9.5 R$ с привязкой результатов этих измерений к структурным формам белой короны. Общий вес научной аппаратуры 47.2 кг, энергопотребление – 57.2 Вт, информационный поток – 123.2 кбит/сек. Научные данные, собранные в течение 20 суток, когда КА находится на минимальных гелиоцентрических расстояниях на данном витке, запоминаются в бортовом запоминающем устройстве и сбрасываются на Землю, когда КА будет находиться на гелиоцентрическом расстоянии свыше 0.59 а.е.

Общий вид КА «Солнечный зонд плюс» представлен на рис.22.

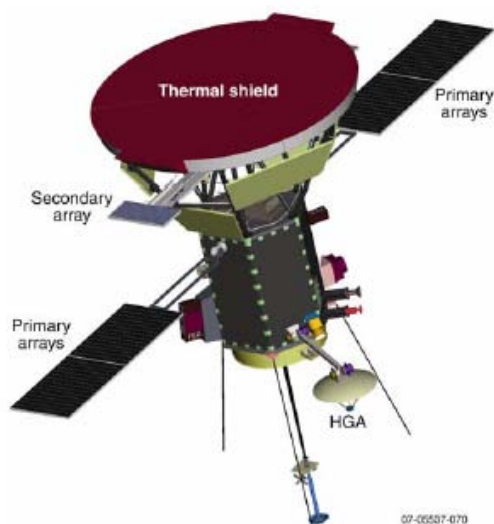


Рис.22. Общий вид КА «Solar Probe Plus» [*“Solar Probe+” – Mission Engineering Study Report*].

Запустить КА «Солнечный зонд плюс» общей массой 610 кг предлагается со стартовой площадки ВВС США на мысе Канаверал (Флорида) ракетоносителем «Atlas V551»-«Star 48 BV». Ориентировочная дата запуска – в интервале между 21 мая 2015 года и 9 июня 2015 года.

Глава 4 Порывы ветра – возможен ли прогноз?

4.1 Спорадические и рекуррентные

День 11 января 1997 года оказался чёрным днём для «American Telephone and Telegraph Company». Пятью днями раньше в окрестностях Солнца сформировался очень сильный порыв солнечного ветра – корональный выброс массы. Впервые по данным наблюдений с борта КА, расположенных в различных точках солнечной системы, удалось отследить движение этого выброса от Солнца до Земли. Внезатменный коронограф LASCO, установленный на борту КА «SOHO», наблюдал выброс в момент его возникновения у Солнца и следил за его движением до тех пор, пока диффузность не размывала изображение. Затем КА «Wind», расположенный на линии между Солнцем и Землёй, зафиксировал низкочастотное радиоизлучение в виде серии импульсов на звуковых частотах, генерируемых ударной волной на переднем крае выброса при его движении в солнечном ветре. Когда 10 января 1997 года выброс обрушился на Землю, КА «Wind» зафиксировал даже более мощные импульсы низкочастотного радиоизлучения. Искусственный спутник Земли «Polar» также зафиксировал подобные импульсы. Спустя сутки, 11 января 1997 года «American Telephone and Telegraph Company» потеряла связь со спутником «Telstar» стоимостью 200 миллионов долларов, ставшим жертвой этого выброса.

И хотя в наше время Солнце намного спокойнее, чем в очень далёком прошлом, когда оно было быстро вращающейся сильно замагниченной и суперактивной звездой с интенсивным звёздным ветром, оно всё ещё способно время от времени создавать сильные спорадические (т.е. нерегулярные) порывы солнечного ветра – корональные выбросы массы. Неоднородная же пространственная структура солнечного ветра проявляется в виде рекуррентных (т.е. повторяющихся с периодом солнечного вращения) высокоскоростных потоков солнечного ветра.

Помимо сугубо научного интереса исследование солнечного ветра преследует и практические цели. В эпоху интенсивного использования околоземного космического пространства порывы солнечного ветра создают намного больше проблем, чем те, на которые обычно обращают внимание средства массовой информации. Сферы деятельности, где сказывается влияние порывов солнечного ветра, включают:

- сотовую телефонную связь
- функционирование метеорологических спутников
- датировку радиоуглеродным методом
- спутниковые системы глобального позиционирования
- измерения содержания озона в атмосфере
- коммерческие авиаперевозки
- коммерческие телевизионные ретрансляторы
- коммерческие спутниковые системы
- спутниковые системы дистанционного зондирования Земли

- геофизическую разведку
- эксплуатацию трубопроводов
- обнаружение подводных лодок
- системы распределения электроэнергии
- проводные телефонные системы
- пилотируемую космонавтику
- эксперименты на космических аппаратах в межпланетном пространстве
- системы навигации с использованием радиоволн очень низкой частоты (OMEGA, LORAN и т.п.)
- загоризонтную радиолокацию
- расчёт орбит ИСЗ
- ракетные и аэростатные эксперименты
- распространение коротких радиоволн

Пока никто не может надёжно предсказать, когда именно произойдёт корональный выброс массы, необходимо уметь трассировать движение этого выброса оптическими и/или радиофизическими методами с момента его зарождения у Солнца до момента его подхода к орбите Земли. Трассирование выброса требует точных измерений во времени, как минимум, его размера и формы, скорости движения как функции гелиоцентрического расстояния, а также направления движения.

К сожалению, корональные выбросы массы, движущиеся в направлении на Землю, с наименьшей вероятностью обнаруживаются с помощью наземных телескопов или телескопов, установленных на борту ИСЗ. Корона – это оптически прозрачная среда как в ультрафиолетовом и рентгеновском, так и в видимом диапазоне: измеряемые коронографами поляризационная и обычная яркости позволяют оценить лишь интеграл от электронной концентрации по лучу зрения. При анализе результатов наблюдений на коронографе двусмысленность и путаницу создают именно эффекты интегрирования вдоль луча зрения рассеянного на корональных электронах света фотосферы. Сечение томсоновского рассеяния очень мало, как, впрочем, и электронная концентрация в короне. Вследствие этого свечение белой короны очень слабое, а поскольку рассеянный на корональных электронах свет фотосферы оказывается к тому же поляризованным, необходимо также внимательно учитывать каким образом яркость короны зависит от угла между Солнцем, рассеивающими электронами и наблюдателем. В случае сферически симметричного распределения корональных электронов почти половину полного потока рассеянного излучения обеспечивает область в пределах $\pm 20^\circ$ от картинной плоскости (т.е. плоскости, перпендикулярной лучу зрения). Коронографы чувствительны только к той части коронального выброса массы, которая находится в непосредственной близости к картинной плоскости, но для того, чтобы судить о всём выбросе одного только этого специфического разреза недостаточно. Вклад в измеряемую яркость от областей выброса, которые отстоят на 60° от картинной плоскости, составляет лишь несколько процентов: измерения, выполненные из одной точки наблюдения, не позволяют определить гелиодолготу выброса. Именно поэтому большинство наблюдаемых на лимбе корональных выбросов массы невозможно однозначно привязать к другим наблюдаемым на

диске проявлениям солнечной активности. Можно, конечно, по наблюдениям из одной точки с помощью коронографа оценить проекцию скорости движения выброса на картинную плоскость, но эта оценка может очень сильно отличаться от реальной скорости движения выброса, а сделанный на её основе прогноз времени прихода выброса к Земле может привести к ошибкам на сутки и более.

4.2 «Стерео»

Для прогнозирования времени прихода коронального выброса массы к Земле необходимо уйти от привычных представлений и взглянуть на этот объект под совершенно новым углом. Нужна стереоскопическая (трёхмерная) съёмка движения выброса, которая позволит организовать мониторинг его скорости и направления движения на всём пути следования от Солнца до Земли. Для этого нужны две космические обсерватории на околосолнечной орбите, которые смогли бы наблюдать выброс под разными углами. Подобно тому как биноклярное зрение позволяет человеку видеть перспективу, две космические обсерватории смогут обеспечить стереоскопическую съёмку коронального выброса массы. Если разместить на орбите Земли два КА, один из которых в своём движении по орбите опережает Землю, а другой – от неё отстаёт, то можно получить трёхмерное изображение выброса и отследить скорость и траекторию его движения. Уникальность такого проекта заключается в выборе правильной геометрии наблюдения и подходящей орбиты.

Существенно новое физическое понимание может дать даже простой визуальный просмотр пары изображений коронального выброса массы, одновременно сделанных двумя КА, угловое расстояние между которыми через год после запуска может стать достаточно большим. При использовании классических геодезических методов и общих технологий обработки и анализа стереоскопических изображений, включая распознавание образов и автоматическое отслеживание особенностей, трёхмерные координаты объекта в солнечной короне можно определить при наличии двух одновременных его снимков под разными углами при условии 1) если известно угловое расстояние между КА, а также параметры их орбит и углы, под которыми каждый из КА наблюдает объект 2) если объект можно распознать на каждом из снимков. Второе из этих условий может быть серьёзным ограничением, если изображение объекта имеет диффузный характер или сложную форму.

Метод триангуляции в простейшем случае схематически проиллюстрирован на рис.23. Предполагается, что оба изображения сделаны одновременно и точки наблюдения находятся в экваториальной плоскости Солнца. На этом рисунке координаты в небесной плоскости двух изображений со стерео-углом α связаны между собой простым преобразованием поворота

$$T(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha & 0 \\ -\sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.2.1)$$

$$\begin{aligned}
 x &= x' \cos \alpha + y' \sin \alpha \\
 y &= y' \cos \alpha - x' \sin \alpha \\
 z &= z'
 \end{aligned}$$

По известным y и y' вычисляем x и x'

$$x = \frac{y' - y \cos \alpha}{\sin \alpha}$$

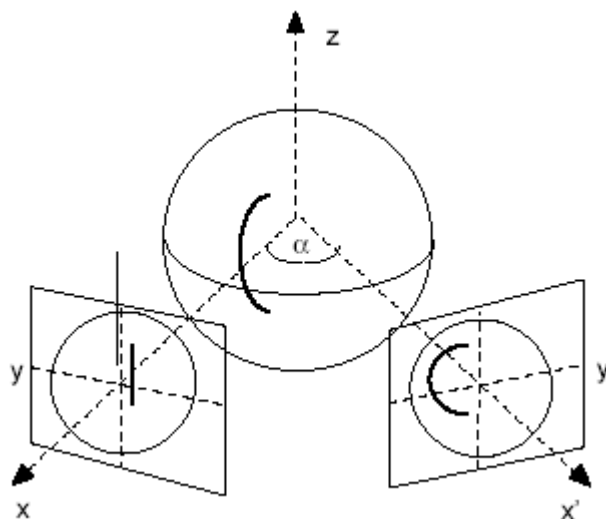


Рис.23. Метод триангуляции [*“The Sun and Heliosphere in Three Dimensions” – Report of the NASA Science Definition Team for the STEREO mission*].

Триангуляционные вычисления для пары точек на стереоизображениях можно выполнить путём определения преобразования координат между телескопами и солнечными координатами таким образом, чтобы лучи, исходящие из точек на изображениях, можно было протянуть назад к Солнцу. Если бы не было ошибок изображений, две точки одной и той же особенности, которая присутствует на обоих изображениях, соответствовали бы одной точке в солнечных координатах. Однако, при идентификации общей для двух изображений особенности вносятся ошибки. Поэтому в действительности вычисляются положения (в солнечных координатах) двух лучей, протянутых назад к Солнцу из точек на паре изображений. В качестве местоположения особенности принимается середина минимального расстояния между лучами.

Трассировать корональные выбросы массы можно не только с помощью бортовых коронографов, но и с помощью бортовых радиотелескопов. Около Солнца генерируется только два вида радиоизлучений, способных выходить в межпланетное пространство. Это - радиовсплески III типа от солнечных вспышек и намного более редкие радиовсплески II типа от ударных волн, которые корональный выброс массы создаёт в солнечном ветре. Всплески III типа

генерируют электроны, движущиеся со скоростями от 0.2 до 0.4 скорости света, которые пробегают расстояние от Солнца до Земли за 20-30 минут. При всплесках II типа, типичные значения скоростей составляют 300-1000 км/сек и на прохождение расстояния от Солнца до Земли источнику радиоизлучения требуется несколько суток. В обоих случаях движущийся источник (т.е. энергичные электроны или ударные волны) генерирует радиоизлучение на локальной плазменной частоте или её второй гармонике. Детектирование радиоизлучения с борта только одного КА может приводить к большим ошибкам, поскольку электронная концентрация солнечного ветра изменяется в широких пределах. С помощью радиотелескопов, установленных на борту двух КА, можно легко запеленговать местоположение источника радиоизлучения. Если КА расположены достаточно далеко друг от друга, траекторию источника радиовсплесков II типа на данной частоте можно восстановить методом триангуляции. Запеленгованное положение источника радиоизлучения в каждый момент времени позволяет установить масштаб плотности солнечного ветра в источнике в этот момент, а значит и скорость распространения созданной корональным выбросом массы ударной волны. При известной скорости ударной волны можно предсказать время прихода коронального выброса массы к Земле с точностью до пары часов. С помощью стереоскопических наблюдений траектории источников радиовсплесков километрового радиоизлучения III типа на разных частотах в разные моменты времени можно будет впервые картировать и исследовать на систематической основе дистанционными методами усреднённую топологию межпланетного магнитного поля (Рис.7).

Поскольку коронографы эффективно наблюдают корону лишь в интервале $\pm 60^\circ$ от картинной плоскости, для триангуляции движущихся по направлению к Земле корональных выбросов массы два КА должны быть разнесены по углу по меньшей мере на 60° . Все остальные корональные выбросы массы можно будет наблюдать обоими коронографами при угловом расстоянии между КА от 0° до 120° . Триангуляция фронтов ударных волн с помощью радиоприёмников, установленных на двух КА, также наиболее точна при угловом расстоянии между КА $\sim 60^\circ$. Поэтому осуществление проекта требует двух КА, движущихся вокруг Солнца в плоскости эклиптики и отстоящих друг от друга по углу примерно на 60° в своих точках наблюдения Солнца. Это - оптимальная геометрия расположения точек наблюдения для стереоскопической съёмки корональных выбросов массы, движущихся по направлению к Земле. Два КА запускаются на слабо эллиптические орбиты на гелиоцентрическом расстоянии 1 а.е. Один КА в своём движении по орбите обгоняет Землю, а другой – отстаёт от неё (Рис.24). Угловое удаление каждого КА от линии Солнце-Земля непрерывно возрастает, однако в отдельных точках своей орбиты каждый КА задерживается на некоторое время. Первый КА, обгоняющий Землю, находится на угловом удалении в 20° от линии Солнце-Земля между 200 и 400 сутками полёта и на угловом удалении 45° от линии Солнце-Земля между 600 и 800 сутками полёта. Второй КА, отстающий от Земли, в эти отрезки времени находится на угловых удалениях 30° и 60° соответственно. Такая комбинация траекторий КА обеспечивает угловое расстояние между КА примерно в 60° между 200 и 460 сутками полёта. В этот период времени два КА идеально расположены для определения с помощью триангуляции действительных размеров

и траектории движения корональных выбросов массы. При этом снимки коронального выброса массы должны быть сделаны обоими КА одновременно со степенью синхронности не хуже ± 1 сек.

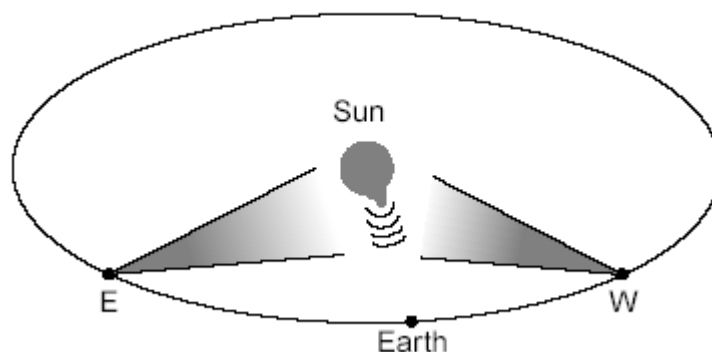


Рис.24. Расположение на орбите двух КА «Stereo», оптимальное для стереоскопической съёмки коронального выброса массы, движущегося в направлении Земли [*“The Sun and Heliosphere in Three Dimensions” – Report of the NASA Science Definition Team for the STEREO mission*].

Между 800 и 1100 сутками полёта угловое расстояние между КА будет изменяться от 110° до 180° , т.е. корональные выбросы массы, движущиеся в направлении Земли, будут наблюдаться бортовыми коронографами КА как лимбовые. После 1100 суток полёта, когда угловое удаление каждого КА от линии Солнце-Земля превысит 90° , появится возможность наблюдения обратной стороны Солнца, недоступной для наблюдений с Земли. Это позволит наблюдать за динамикой активных областей в течение более длительного времени и повлияет на возможности прогноза этой динамики с большей заблаговременностью. Это важно в случае реализации проекта полёта человека на Марс или создания постоянной обитаемой базы на Луне.

Прямые измерения параметров плазмы рекуррентных высокоскоростных потоков солнечного ветра с борта расположенного восточнее Земли КА, отстающего от Земли при своём движении по орбите, обеспечивают прогноз времени появления у Земли этих потоков с заблаговременностью до 2 суток (Рис. 25). Метод прогнозирования скорости солнечного ветра по данным прямых наблюдений с борта КА, находящегося к востоку от линии Солнце-Земля был испытан с использованием одновременных данных КА «Pioneer 6,7,10,11» и КА «Vela 3-5». С учётом вращения Солнца получен коэффициент корреляции 0.7 при расстоянии между КА по азимуту менее 2 суток. При расстоянии ~ 4 суток корреляция быстро падает до 0.28. Прогноз по этому способу на 2 суток вперёд оказывается наилучшим [Веселовский, 1981].

Два КА под общим названием «Стерео» (STEREO – Solar TERrestrial RElations Observatory) – третий проект в программе солнечно-земных зондов НАСА – были запущены с полигона ВВС США на мысе Канаверал (Флорида) в 0

часов 38 минут по Гринвичу 26 октября 2006 года одним ракетоносителем «Delta-2».

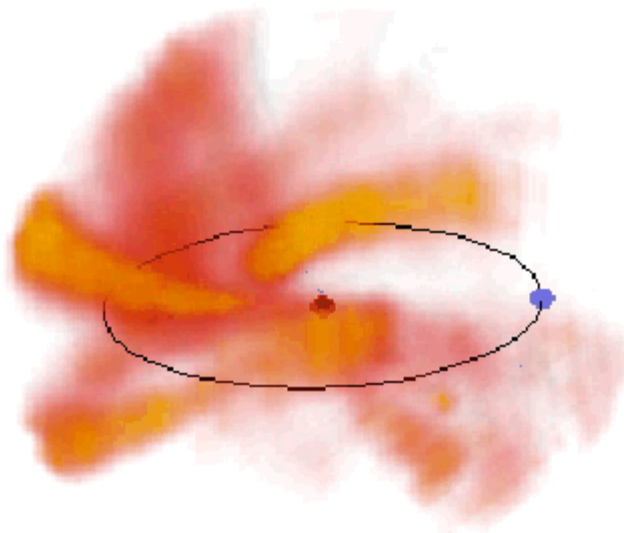


Рис.25. Рекуррентные высокоскоростные потоки солнечного ветра [*“The Sun and Heliosphere in Three Dimensions” – Report of the NASA Science Definition Team for the STEREO mission*].

Проектанты из Лаборатории прикладной физики Университета Джонса Хопкинса использовали наиболее эффективный и экономичный способ вывода на рабочие орбиты двух космических обсерваторий, запущенных единым ракетоносителем. Он состоит в осуществлении манёвра в гравитационном поле Луны. Это был первый случай использования такого манёвра для вывода на рабочую орбиту более чем одного КА. С помощью лишь ракетоносителя и без гравитационного манёвра это невозможно. Первые три месяца после запуска оба КА находились на высокоэллиптических орбитах (так называемых «фазирующих орбитах») с перигеем вблизи Земли и апогеем сразу за орбитой Луны. Персонал Центра управления проектом «Стерео» в Лаборатории прикладной физики Университета Джонса Хоркина в Лауреле (Мериленд) синхронизировал орбиты КА таким образом, что через два месяца после запуска они оказались вблизи Луны, причём КА «STEREO-A» был достаточно близко к Луне для того, чтобы использовать её гравитационное поле для перехода на гелиоцентрическую орбиту радиусом 1 а.е. в плоскости эклиптики, при движении по которой этот КА опережает Землю. Примерно месяц спустя второй КА «STEREO-B» вновь приблизился к Луне достаточно близко для того, чтобы перейти на гелиоцентрическую орбиту радиусом 1 а.е. в плоскости эклиптики, при движении по которой этот КА отстаёт от Земли.

Выполнение научной программы началось 22 января 2007 года, когда оба КА оказались на гелиоцентрических орбитах.

Оба КА, изготовленные в Лаборатории прикладной физики Университета Джонса Хопкинса, практически идентичны. Общий вес каждого КА составляет 620

кг (включая топливо). Каждый КА укомплектован семью научными инструментами:

- визуализатор хромосферы и нижней короны: телескоп, наблюдающий солнечную атмосферу в интервале гелиоцентрических расстояний от $1 R$ до $1.5 R$ в вакуумном ультрафиолете и/или в рентгене
- коронограф, наблюдающий белую корону в интервале гелиоцентрических расстояний от $1.5 R$ до $30 R$
- трассировщик радиовсплесков: радиоприёмник, трассирующий ударные волны от внешней короны до орбиты Земли
- визуализатор гелиосферы: телескоп, способный различить вариации рассеянного электронами неоднородностей солнечного ветра света фотосферы в видимом диапазоне на гелиоцентрических расстояниях от $30 R$ до орбиты Земли
- анализатор солнечного ветра: электростатический анализатор для прямых измерений параметров солнечного ветра
- магнитометр
- детектор солнечных энергичных частиц – электронов и ионов в диапазоне энергий от 0.1 МэВ до 50 МэВ.

Широкое поле зрения коронографа (по меньшей мере до $30 R$) важно для трассирования ускорения неоднородностей солнечного ветра. Оптический мониторинг короны в интервале гелиоцентрических расстояний от $1.5 R$ до $30 R$ требует наличия у внезатменного коронографа двух разных затменных дисков. Чтобы можно было различить сигнал, превышающий фон примерно на 1%, при изменении интенсивности фона (и сигнала) на два порядка величины по мере удаления от Солнца, формат детектора составляет 1024×1024 , а динамический диапазон - лучше, чем 10^4 .

Простой радиоприёмник, наподобие того, что был установлен на КА «Cassini», подсоединён к трёхосной антенной системе несколько проще той, что была смонтирована на КА «Cassini», и способен трассировать радиовсплески в пределах $\pm 1^\circ$ в интервале гелиоцентрических расстояний от $1-2 R$ до 1 а.е. При триангуляции частотный диапазон (15-30) кГц пробегается за несколько секунд.

Визуализатор гелиосферы делает один снимок в час с пространственным разрешением $\sim 1^\circ$ по гелиошироте и гелиодолготе, что в 100 раз лучше, чем было у аналогичного прибора, установленного на КА «Helios». Прибор обзревает половину неба, начиная от нескольких градусов от края солнечного диска, и этого достаточно для мониторинга корональных выбросов массы в интервале гелиоцентрических расстояний от $30 R$ до 1 а.е. Прибор представляет собой полусферический визуализатор с многоэлементным отражателем света, широкоугольной оптической системой и ПЗС-телекамерой. Отражатель служит в качестве заслонки солнечного диска и состоит из пяти тонких пластин, отстоящих на 1 см друг о друга, причём верх каждой из пластин расположен в тени, отбрасываемой соседней пластиной. Оптическая система уменьшает фоновый свет до уровня ниже десятой звёздной величины на квадратный градус. Она состоит из тороидального зеркала, окружённого простыми толстыми линзами,

отображающими небо на ПЗС-фотометр. Это похоже на «линзы рыбьего глаза», но без выступающего наружу стеклянного элемента, который может отсекал посторонний свет, пересекающий кромку отражателя.

КА стабилизирован по трём осям, так чтобы Солнце находилось в поле зрения в пределах ± 30 дуговых секунд с точностью 3 сигма. Дрожание не должно превышать ± 5 дуговых секунд. Коронаграф обеспечивает рысканье сигнала ошибки с точностью 0.1 дуговой секунды, которое используется системой связи для солнечной привязки. Качка относительно направления на Солнце не существенна при сборе данных, но важна при их анализе. Угол качания Солнца нужно знать с точностью не хуже 0.1° . Углом качки КА нужно управлять таким образом, чтобы приёмопередающая антенна КА была направлена на Землю с точностью $\pm 0.1^\circ$. Три взаимно ортогональных маховика используются для стабилизации положения КА и обеспечения его ориентации на Солнце. Системе придаётся гироскопическая устойчивость, предотвращающая возмущения вращательного момента и обеспечивающая устойчивость на короткие промежутки времени в случае сбоев. Сигналы захвата Солнца поступают в систему от коронаграфа. Информация о качании Солнца поступает от астроориентаторов, установленных в направлениях, перпендикулярных линии Солнце-КА. Плоскость эклиптики густо усеяна звёздами, что обеспечивает уверенное распознавание качания КА. Направление на Землю легко вычисляет бортовой компьютер по данным о качании КА и известным элементам орбиты КА. Бортовой компьютер вычисляет также угол наклона приёмопередающей антенны, требуемый для поддержания надёжной связи с Землёй.

Установленные на КА три плазменных импульсных реактивных двигателя малой тяги ранее успешно эксплуатировались на ИСЗ «NOVA» ВМС США.

Энергопотребление научной аппаратуры КА ограничено всего лишь ~ 150 Вт по мощности и 28 В по напряжению. Это обеспечивается солнечной батареей площадью 1.08 м^2 из арсенида галлия. Никель-кадмиевый аккумулятор емкостью 12 ампер-часов обеспечивает дополнительную мощность на время работы передатчика, а также электропитание на ранних этапах полёта до раскрытия солнечной батареи и захвата Солнца следящей системой.

Объём информации, который КА собирает и передаёт на Землю, составляет 1 Гигабит в сутки. Основная часть этого объёма – не менее 250 изображений солнечной короны в сутки. Этот объём информации запоминается в бортовом твердотельном запоминающем устройстве и передаётся в течение двух часов со скоростью 150 Кбит/сек на Землю на приёмные 34-метровые антенны сети наблюдения глубокого космоса (Deep Space Network), а оттуда в центр управления полётом в Лаурел (Мериленд). Сеанс связи осуществляется раз в сутки. При этом КА имеет возможность в случае необходимости посылать сигналы тревоги в реальном времени («режим маяка»).

НАСА не может игнорировать нужды потребителей прогнозов космической погоды: осуществление проекта «Стерео» существенным образом способствует разработке надёжных методов таких прогнозов. Если использовать данные наблюдений с КА «Стерео» для оперативного прогнозирования порывов солнечного ветра, то эти данные должны предоставляться в реальном времени и с КА должна поддерживаться постоянная связь, т.е. в работе КА должен быть

предусмотрен «режим маяка». Поскольку это не входит напрямую в задачи исследовательского проекта НАСА, то ответственность за поддержание этого режима разделена между НАСА и НОАА (National Oceanic and Atmospheric Administration) – метеослужбой США. НАСА отвечает за сбор и передачу научной информации, а НОАА – за отслеживание в реальном времени и прогнозирование, во многом так же, как это осуществляется при работе с поставляемыми в реальном времени данными прямых измерений солнечного ветра с борта КА «АСЕ».

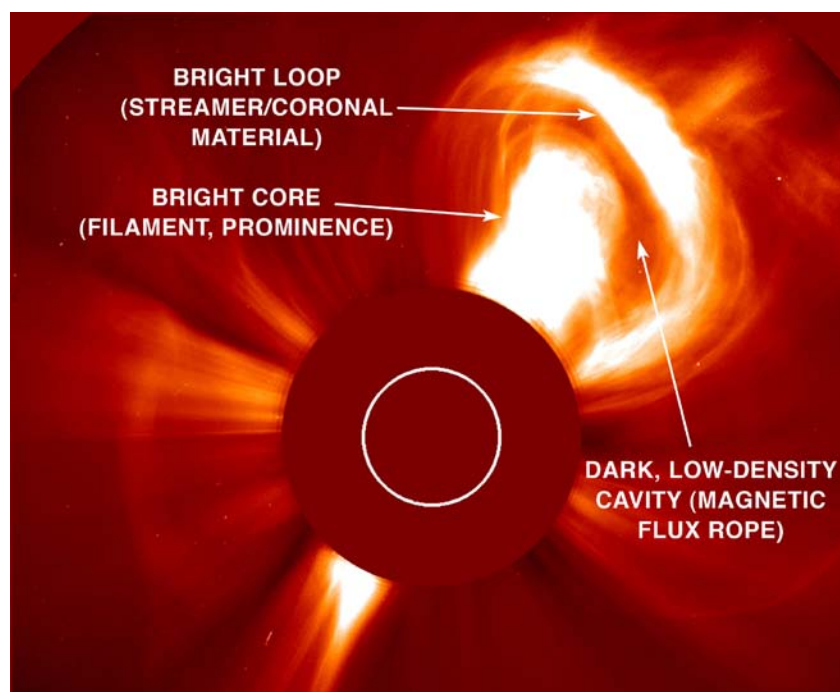


Рис.26. Снимок коронального выброса массы внезатменным коронографом LASCO с борта КА «SOHO» [*“Solar Orbiter – Exploring the Sun-Heliosphere Connection” – Definition Study Report*].

Непрерывно передавать на Землю всю информацию об изображениях короны непрактично, поэтому КА «Стерео» предупреждает наземные службы в реальном времени только в случае движения к Земле коронального выброса массы. Это предполагает наличие в бортовом компьютере простых автоматизированных программ обработки и анализа изображений, способных автоматически опознать интересные объекты, передать штормовую информацию, и переключить научную аппаратуру в режим более частого получения изображений для четкого выделения объекта. Например, если бортовой компьютер идентифицирует корональный выброс массы, сильную ударную волну в солнечном ветре или большой поток высокоэнергичных частиц, то краткое предупреждение об этом немедленно посылается на Землю. Этот сигнал тревоги включает режим идентификации момента возникновения коронального выброса массы и направления его движения. Предварительные оценки скорости движения выброса делаются на основе нескольких первых снимков события. Алгоритм сигнала тревоги основан на распознавании образов – обнаружении факта изменения

изображения со скоростью, превышающей некоторый порог. При этом желательно знать и направление движения объекта. Наиболее быстрые корональные выбросы массы проходят расстояние в $5 R$ за один час, поэтому частота получения изображений должна позволять отследить выброс раньше, чем он успеет выйти из поля зрения коронографа. Кроме того, важно, чтобы количество ложных тревог поддерживалось такой схемой на достаточно низком уровне, а это нетривиальная задача при автономной работе алгоритма распознавания в реальном времени. Эти проблемы осложняются желанием трассировать движение выброса как можно дольше по времени и как можно дальше от Солнца, а на больших гелиоцентрических расстояниях проблемой становится разделение свечения К-короны и F-короны.

4.3 Мерцания

С поверхности Земли проводить мониторинг порывов солнечного ветра (ударных волн, корональных выбросов массы и передних фронтов рекуррентных высокоскоростных потоков) позволяют радиотелескопы. Мониторинг солнечного ветра – несамосветящегося объекта – осуществляется методом радиопросвечивания. Принцип метода прост: неоднородности электронной концентрации рассеивают радиоизлучение удалённого источника, вызывая модуляцию амплитуды и фазы наблюдаемого на Земле сигнала. Чаще всего применяют метод мерцаний, в котором в качестве просвечивающих используются весьма компактные источники (например, пульсары). Рассеяние радиоволн от компактных источников приводит к образованию дифракционной картины – пространственной модуляции интенсивности. Относительные движения источника, наблюдателя и среды при наблюдении в заданном пункте и приводят к временным изменениям интенсивности, т.е. к мерцаниям.

Явление мерцаний было обнаружено впервые в исследованиях ионосферы. В 1956 году В.Л. Гинзбург и В.В. Писарева [*Pisareva, 1959*] предложили использовать мерцания для изучения околосолнечной плазмы. Межпланетные мерцания были обнаружены экспериментально в 1964 году Хьюишем [*Hewish et al., 1964*] и с тех пор регулярно изучаются на обсерваториях ряда стран. Исследования мерцаний позволяют детально изучать пространственные масштабы, спектр и физическую природу неоднородностей солнечного ветра.

В Пушинской радиоастрономической обсерватории ФИАН был предложен и впервые в мире опробован метод картографирования межпланетных ударных волн по ежедневным наблюдениям межпланетных мерцаний большого числа (нескольких сот) компактных радиоисточников [*Власов, 1981, 1986, 1988*]. Наблюдения проводятся на радиотелескопе БСА ФИАН – крупнейшем в мире радиотелескопе в метровом диапазоне волн. Метод позволяет отслеживать нестационарные крупномасштабные возмущения солнечного ветра между орбитами Меркурия и Земли, где солнечный ветер является сверхзвуковым и сверхальвеновским.

Для реализации метода в оперативной практике создается новая многолучевая специализированная диаграмма направленности БСА ФИАН с

многоканальным приемно-регистрирующим комплексом и вычислительным центром предварительной обработки данных наблюдений. При этом мониторинг состояния турбулентной плазмы солнечного ветра будет проводиться с угловым разрешением на небе не хуже 5 градусов по наблюдениям большого числа (не менее 300) радиисточников в наиболее эффективном для этой цели метровом диапазоне радиоволн в круглосуточном режиме. Многолучевая антенная решетка обеспечит одновременный обзор участка неба в секторе не менее 8 угловых градусов по склонению с угловым разрешением не хуже 0.5 угловых градуса. Чувствительность наблюдений будет не хуже 0.1 Ян (1×10^{-27} Вт·Гц⁻¹·м⁻²), а динамический диапазон приемной системы - не менее 100 дБ по уровню компрессии 1 дБ. Использование многоканальной приемной системы позволит регистрировать сигналы одновременно во всех лучах диаграммы антенны и отфильтровывать помехи в частотной и временной области. Встроенная система калибровки чувствительности радиотелескопа обеспечит относительную погрешность не более 5 %.

Антенна радиотелескопа БСА ФИАН – это плоская эквидистантная антенная решетка из волновых вибраторов, настроенных на частоту 111 МГц. Конструктивно антенна представляет собой плоский проволочный экран размером 384×187 метров в направлении Север-Юг и Восток-Запад соответственно, над которым на высоте $\sim \lambda_0/4$ расположены 16384 диполей, образующих 256 рядов из 64 диполей в каждом ряду. Ряды и диполи в них ориентированы в направлении Восток – Запад. Для соединения диполей в рядах применяются открытые двухпроводные линии с волновым сопротивлением 468 Ом. Внешний вид радиотелескопа БСА ФИАН представлен на рис. 27.



Рис.27 Радиотелескоп БСА ФИАН.

Диаграмма направленности антенны БСА формируется двухуровневой системой фазирования. Все 256 рядов диполей разделены на 16 секций по 16 рядов в каждой секции. Расстояние между рядами $d = 1.5$ м. Первый уровень фазирования - это двоичная схема фазирования рядов диполей внутри каждой секции - так называемое внутрисекционное сканирование. Здесь формируется диаграмма направленности одной секции, соответствующая ее геометрическим размерам

24×187 м. Ширина диаграммы направленности по склонению (в H – плоскости), определяемая линейным размером 24 м, в среднем равна 7° . Диаграмма направленности каждой секции управляется по склонению в пределах диаграммы одного ряда (одного диполя) посредством дискретных фазовращателей. Далее сигнал от каждой из этих секций по магистральному высокочастотному фидеру поступает на второй уровень фазирования - так называемую матрицу Батлера, имеющую 16 входов и 16 выходов. Здесь формируется 16-ти лучевая диаграмма направленности антенны БСА. Каждому выходу фазирующей матрицы соответствует один луч. Ширина диаграммы одного луча составляла 0.5° по склонению. В 16-ти лучах регистрируются все радиисточники в пределах склонений от $+21^\circ$ до $+29^\circ$.

Первичной наблюдательной информацией являлся принимаемый поток излучения в зависимости от времени $I(t)$ для каждого луча диаграммы. На основе этих данных вычисляется структурная функция флуктуаций потока

$$D_I(\tau, t) = \langle [I(t + \tau) - I(t)]^2 \rangle .$$

Для массовых измерений используются три параметра: значение структурной функции при временных лагах 0.1 секунда, 1 секунда и 10 секунд. Первый параметр

$$D_I(\tau = 0.1 \text{ sec}) = 2\sigma_{noise}^2$$

соответствует удвоенной дисперсии флуктуаций потока, обусловленных шумами. Второй параметр

$$D_I(\tau = 1 \text{ sec}) - D_I(\tau = 0.1 \text{ sec}) = 2\sigma_{IPP}^2$$

соответствует удвоенной дисперсии флуктуаций потока, обусловленных межпланетными мерцаниями. Дисперсия, нормированная на квадрат среднего потока $\langle I \rangle^2$, равна квадрату индекса мерцаний

$$m_{IPP}^2 = \frac{\sigma_{IPP}^2}{\langle I \rangle^2}$$

Индекс мерцаний m_{IPP} является основным параметром в исследованиях межпланетной плазмы методом мерцаний. Третий параметр

$$D_I(\tau = 10 \text{ sec}) - D_I(\tau = 1 \text{ sec}) = 2\sigma_{Ion}^2 + 2m_{Ion}^2 \langle I \rangle^2$$

соответствует удвоенной дисперсии флуктуаций потока, обусловленных ионосферными мерцаниями. При вычислении величин $D_I(0.1 \text{ sec})$, $D_I(1 \text{ sec})$ и $D_I(10 \text{ sec})$ используется процедура временного усреднения ($\langle \rangle$) по интервалу длительностью в 1 минуту.

Используя значения величин $D_1(1 \text{ sec})$ и $D_1(10 \text{ sec})$, для каждой площадки размером 60 квадратных градусов (просматриваемой всеми 16 лучами в течение 30 минут) определяют величину $N(\sigma_{IPP} \geq 0.25 \text{ Ян})$ - число мерцающих радиоисточников с мерцающим потоком $\sigma_{IPP} \geq 0.25 \text{ Ян}$, которые наблюдаются в данной площадке неба. Применительно к наблюдениям на антенне БСА ФИАН зависимость $N(\sigma_{IPP} \geq 0.25 \text{ Ян})$ от среднего индекса мерцаний ансамбля радиоисточников m_{IPP} определяется соотношением

$$N(\sigma_{IPP} \geq 0.25 \text{ Ян}) = \frac{40}{(m_{IPP} < I >)^{1.5}}$$

С помощью этого соотношения для каждой площадки определяют величину среднего индекса мерцаний ансамбля радиоисточников. В результате получают средний суточный ход параметров мерцаний. Индекс межпланетных мерцаний достигает максимума на элонгации $\epsilon = 15^\circ$, его величина равна $m_{IPP,max} = 0.1$. Минимальное значение индекса мерцаний достигается в ночное время, оно равно $m_{IPP} = 0.03$. Аналогичным образом для каждой площадки определяют индекс ионосферных мерцаний и параметры ионосферных мерцаний радиоисточников. Индекс ионосферных мерцаний максимален в утренние часы $m_{Ion,max} = 0.035$; в остальное время он несколько меньше $m_{Ion} = 0.02$. Вариации параметров межпланетных и ионосферных мерцаний радиоисточников день ото дня не превышают нескольких десятков процентов.

Радиотелескоп имеет две независимых диаграммы направленности, каждая из которых состоит из 16 лучей, перекрывающих область склонений шириной 8° . На одной из диаграмм круглосуточно регистрируются флуктуации потока излучения (мерцания) всех радиоисточников (несколько сотен в течение суток), попадающих в диаграмму радиотелескопа. Характерное время межпланетных мерцаний в среднем около 1 с и зависит от положения эффективно модулирующего слоя плазмы и скорости солнечного ветра. Время прохождения источника через луч диаграммы направленности составляет около 3 мин. Наблюдения на частоте 111 МГц позволяют получать информацию о состоянии турбулентной межпланетной плазмы в области угловых расстояний между лучевой линией и направлением на Солнце (элонгаций) от 25° до 180° , что соответствует гелиоцентрическим расстояниям от 0,4 до 1 а.е., причем зондируются как низкие, так и высокие гелиошироты. Так как склонение Солнца в течение года изменяется от -22° (зимой) до $+22^\circ$ (летом), то оптимальные элонгации для наблюдений мерцающих источников в разные полугодия достигаются в разных областях неба. По этой причине для мониторинга выбираются две полосы по склонению: с координатами от 3.5° до 12.5° с октября по март и координатами 28.5° до 35° с марта по октябрь. В нижней полоске наиболее сильным из мерцающих источников является радиоисточник 3С 298 (прямое восхождение $14^h 17^m$, склонение $6^\circ 41'$), для верхней полоски наиболее сильным является радиоисточник 3С 48 (прямое восхождение $1^h 35^m$, склонение $32^\circ 53'$). По измеренным флуктуациям потока радиоизлучения $\delta I(t)$ вычислялся индекс мерцаний m , а усреднение ($\langle \rangle$) проводится по времени прохождения источника через луч диаграммы (~ 3 мин).

По результатам наблюдений строятся карты распределения по небу индексов мерцаний радиоисточников и отслеживается их временная динамика. А именно, вводится величина

$$\Delta m_i = \frac{m_{i,j+1} - m_{i,j}}{m_{i,j+1} + m_{i,j}}$$

где m – индекс мерцаний, i – номер компактного источника, j – момент времени. Если $\Delta m_i=0$, то состояние солнечного ветра в зондируемой области межпланетного пространства не меняется. Если $\Delta m_i>0$, то зондируемую область межпланетного пространства в этот момент времени пересекает фронт возмущения (ударной волны или коронального выброса массы). Если $\Delta m_i<0$, то фронт возмущения уже покинул зондируемую область межпланетного пространства.

4.4 Эпилог

До сих пор везде в этой книге считалось, что градиент теплового давления в корональной плазме настолько велик (вследствие очень высокой температуры короны), что плазме хватает его силы не только для преодоления солнечного притяжения, но и для ускорения до сверхзвуковой скорости, т.е. для создания солнечного ветра. Этот тезис содержит неявное предположение о том, что скорость обмена энергией между протонами и электронами в солнечном ветре достаточна для поддержания такого большого градиента давления за счёт сильного протон-электронного взаимодействия. Поскольку на больших гелиоцентрических расстояниях $N_e \sim r^{-2}$, то коэффициент расширения плазмы солнечного ветра:

$$v_{\text{expansion}} = \frac{V}{N_e} \frac{dN_e}{dr} \cong \frac{2V}{r}$$

При $V=500$ км/сек на орбите Земли имеем $v_{\text{expansion}} \cong 6 \times 10^{-6}$ сек⁻¹. Скорость обмена энергией между протонами и электронами плазмы солнечного ветра определяется формулой:

$$v_{\text{exchange}} \cong \frac{N_e}{10T_e^{3/2}}$$

На орбите Земли $N_e=5$ см⁻³ при $T_e=10^4$ °К имеем $v_{\text{exchange}} \cong 5 \times 10^{-7}$ сек⁻¹. Ясно, что для равенства v_{exchange} и $v_{\text{expansion}}$ необходима температура $T_e \cong 10^3$ °К, а для того чтобы обеспечить сильное протон-электронное взаимодействие в солнечном ветре ($v_{\text{exchange}} \gg v_{\text{expansion}}$) нужна температура $T_e \ll 10^3$ °К. Эти значения на несколько порядков величины ниже характерной электронной температуры солнечного ветра на орбите Земли. Это означает, что кулоновские столкновения между протонами и

электронами обеспечивают равенство их тепловых энергий только глубоко в короне [Sturrock, Hartle, 1966].

Эффективное сечение столкновений иона при $T \sim 10^6$ °К равно $\sim 10^{-16}$ см², а частота кулоновских столкновений пропорциональна концентрации. При $n < 10^5$ см⁻³ длина свободного пробега больше радиуса Солнца, так что на гелиоцентрических расстояниях $r \geq 3R$ частицы практически уже не испытывают столкновений и движутся по инерции в поле тяготения Солнца [Пикельнер, 1950]. Те частицы, скорость которых меньше второй космической скорости для Солнца (скорости убегания), падают через некоторое время в нижние слои короны и после столкновений могут вновь подниматься вверх, так что распределение их скоростей близко к максвелловскому. Те же частицы, скорость которых больше скорости убегания, улетают в межпланетное пространство. Таким образом, в верхней короне присутствуют две группы частиц, и между этими группами практически нет взаимодействия: на некотором (критическом) гелиоцентрическом расстоянии в верхней короне имеет место переход от максвелловского распределения по скоростям в нижней короне к режиму свободного потока в верхней короне. Для каждого гелиоцентрического расстояния в короне нетрудно вычислить скорость убегания, а расчёт испарения подразумевает оценку числа частиц, приобретающих при столкновениях необходимую для ускользания скорость. Поток убегающих частиц пропорционален концентрации частиц N_{crit} на критическом гелиоцентрическом расстоянии h_{crit} (h_{crit} - гелиоцентрическое расстояние, на котором движущаяся вверх частица со скоростью, большей скорости убегания, имеет вероятность уйти без столкновений, равную $1/e$) и определяется выражением:

$$F_{escape} = \frac{2N_{crit}}{V_{thermal}\sqrt{\pi}} \int_{V_{escape}}^{\infty} \int_0^{\pi/2} \exp\left\{-\frac{v^2}{V_{thermal}^2}\right\} v^3 \cos\theta \sin\theta d\theta dv$$

где v - скорость частицы, $V_{thermal} = (2\kappa T/m)^{1/2}$, m - масса убегающей частицы, $V_{escape} = (2GM/r)^{1/2}$ - скорость убегания. Если убегающие частицы движутся среди подобных им частиц с эффективным радиусом столкновений a , имеем

$$1 = \int_{h_{crit}}^{\infty} 4\pi a^2 N(h) dh \quad (4.4.1)$$

В случае плоско-параллельной изотермической атмосферы изменение концентрации записывается в следующем виде:

$$N(h) = N(h_{crit}) \exp\left\{-\frac{h - h_{crit}}{H}\right\}; H = \frac{\kappa T}{mg} \quad (4.4.2)$$

Подставляя (4.4.2) в (4.4.1) и интегрируя получаем:

$$N(h_{crit}) = N_{crit} = \frac{1}{4\pi a^2 H} \quad (4.4.3)$$

Согласно (4.4.3), критическое гелиоцентрическое расстояние находится там, где шкала высот в короне равна средней длине горизонтального свободного пробега, т.е. при $r=2R$. Таким образом, основное испарение частиц короны должно происходить из слоя от $2R$ до $3R$ - выше этого слоя столкновения слишком редки, и поэтому улетающих частиц образуется слишком мало.

Скорость убегающих частиц сравнима с тепловой, т.е. составляет 100-200 км/сек, в зависимости от температуры, так что модели испарения короны не дают потоков и скоростей, реально наблюдаемых в солнечном ветре. Основная ценность таких моделей не в их количественном согласии с наблюдениями, а в том, что они позволяют под иным углом взглянуть на образование солнечного ветра и высветить основные ограничения гидродинамического описания этого явления.

Построенные численными методами решения уравнений магнитной гидродинамики иногда рассматривают в качестве одного из возможных способов картирования пространственных неоднородностей солнечного ветра, а, в далёкой перспективе, и пространственно-временных его неоднородностей (т.е. корональных выбросов массы и ударных волн). Попытка использования таких решений в диагностических (а, возможно, и в прогностических) целях заведомо обречена на неудачу без надёжной информации о граничных условиях на Солнце. Эти граничные условия включают карту радиальной составляющей фотосферного магнитного поля и трёхмерную геометрию опоясывающего Солнце приблизительно по экватору кольца областей повышенного электромагнитного излучения короны (областей магнитного удержания корональной плазмы) (Рис.10). Верхнюю часть такого кольца рассматривают в качестве основания межпланетного токового слоя. Ясно, что чем больше надёжной наблюдательной информации будет использовано при построении численного решения, тем меньше вероятность грубой ошибки диагноза или прогноза порывов солнечного ветра, сделанного на основе анализа этого решения. Конечно, любые модели базируются на некотором наборе разумных предположений о свойствах солнечного ветра, но модели, инкорпорирующие в себе в качестве исходной информации максимально возможное число видов достоверных данных наблюдений, надёжнее моделей, основанных только на предположениях.

Трёхмерную геометрию кольца областей повышенного излучения короны (наблюдаемого в виде шлемовидных стримеров, опахал и тому подобных структурных форм белой короны) можно, в принципе, восстановить по данным стереоскопической съёмки белой короны из двух точек наблюдения одновременно двумя КА «Стерео». Эта задача – одна из основных задач проекта «Стерео» в течение первого года его осуществления, пока КА не разошлись на угловое расстояние $\sim 60^\circ$, достаточное для достижения главной цели проекта – трассирования корональных выбросов массы, движущихся в направлении на Землю. Задача эта совсем не простая, учитывая что солнечная корона – это оптически тонкая среда, а по наблюдениям из одной точки невозможно восстановить реальную геометрию объекта наблюдения. Похожие проблемы возникали при интерпретации рентгеновских снимков корональных петель,

сделанных с борта КА «Yohkoh». В некоторых теоретических сценариях эруптивных событий энергия высвобождается при взаимодействии пересекающихся корональных петель. Однако пересекающиеся корональные петли, которые часто встречаются на плоских рентгеновских снимках «Yohkoh», в действительности с учётом наличия третьего пространственного измерения могут находиться на достаточном удалении друг от друга, на котором всякое их пересечение полностью исключено. Их кажущееся пересечение обусловлено оптической тонкостью короны и проекционными эффектами на картинную плоскость находящихся далеко друг от друга трёхмерных корональных петель. Стереосъёмка снимает проблемы такого рода.

Используемые в настоящее время в качестве граничного условия для глобальных моделей карты фотосферных магнитных полей – это синоптические карты составляющей магнитного поля вдоль луча зрения. Сбор данных наблюдений для построения каждой такой карты требует не менее одного Кэррингтоновского оборота (т.е. около месяца). Поэтому точность расчёта (правильность воспроизведения) порывов солнечного ветра глобальными моделями вызывает обоснованные сомнения - существенная часть исходной для расчёта информации к моменту выполнения этого расчёта успевает устареть почти на 3 недели. Наблюдения с борта КА «SOHO» свидетельствуют о том, что даже в самые спокойные периоды вблизи минимума цикла солнечной активности, корона изменяется скорее на масштабе часов и суток, чем недель. Относительный успех глобального моделирования неоднородного солнечного ветра в самой глубокой точке минимума цикла солнечной активности в августе-сентябре 1996 года (Whole Sun Month) (Рис.15) обусловлен удачным стечением обстоятельств, в результате которых Солнце по экватору опоясало примитивно простое кольцо с одним разрезом по гелиодолготе, образованное шлемовидными стримерами, опахалами и другими структурными формами белой короны, которое продержалась почти без существенных изменений в течение почти целого месяца (т.е. полного солнечного оборота).

В любом случае, для диагноза и прогноза различных проявлений солнечной активности, включая, конечно, и порывы солнечного ветра, необходимы (при наличии надёжной и хорошо налаженной системы связи для своевременного предупреждения о событии) не только самые современные технологии и технические средства мониторинга этих подчас трудно наблюдаемых и моделируемых явлений, но также ясное понимание характера поступающей информации и просто здравый смысл при её интерпретации.

«Один из солдат, по профессии учитель, заметил:

- Некоторые учёные объясняют войну появлением пятен на солнце. Как только появится такое пятно, всегда на земле происходит что-нибудь страшное. Взятие Карфагена...

- Оставьте свою учёность при себе, - перебил его отделенный командир. – Подметите-ка лучше пол, сегодня ваша очередь. Какое нам дело до этого дурацкого пятна на солнце! Хоть бы их там двадцать было, из них себе шубы не сошьёшь!

- Пятна на солнце действительно имеют большое значение, - вмешался Швейк. - Однажды появилось на солнце пятно, и в тот же самый день меня избили в трактире «У Банзетов», в Пуслях. С той поры, перед тем как куда-нибудь пойти, я

смотрю в газету, не появилось ли опять какое-нибудь пятно. Стоит появиться пятну – «прощаюсь, ангел мой, с тобою», я никуда не хожу и пережидаю. Когда вулкан Монпеле уничтожил целый остров Мартиник, один профессор написал в «Национальной политике», что давно уже предупреждал читателей о большом пятне на солнце. А «Национальная политика» вовремя не была доставлена на этот остров. Вот они и загремели!» (*Ярослав Гашек, Похождения бравого солдата Швейка во время мировой войны, глава XIII*).

Литература

- Альвен Г., Аррениус Г. Эволюция солнечной системы. М., Мир, 1979, 511 с.
- Андрюшин И.А., Илькаев Р.И., Чернышёв А.К. «Слойка» Сахарова. Путь гения. Саратов, РФЯЦ ВНИИЭФ, 2011, 202 с.
- Арцимович Л.А. Элементарная физика плазмы. М., Атомиздат, 1966, 199 с.
- Арцимович Л.А. Атомная физика и физика плазмы. М., Наука, 1978, 302 с.
- Брандт Дж. Солнечный ветер. М., Мир, 1973, 207 с.
- Веселовский И.С. Физика межпланетной плазмы. Итоги науки и техники. Серия “Исследование космического пространства”, т.4, М., ВИНТИ, 1984, 139 с.
- Веселовский И.С., Жуков А.Н., Панасенко О.А. Переполусовка гелиосферного магнитного поля: теоретическая модель. – в кн: Солнце в эпоху смены знака магнитного поля (ред. Макаров В.Н., Обридко В.Н.), Санкт-Петербург, Пулково, 2001, с.89-96.
- Веселовский И.С. «Физика солнечной короны» И.С. Шкловского: вчера и сегодня. – Труды ГАИШ, 2001, т.67, с.25-28.
- Власов В.И. Межпланетные ударные волны по наблюдениям мерцаний. – Геомаг. Аэрон., 1981, т.21, с.927-931.
- Власов В.И. Радиоастрономические наблюдения ударной волны от вспышки 18 августа 1979 года. – Геомаг. Аэрон., 1986, т.26, с.182-186.
- Власов В.И. Скорости межпланетных ударных волн по радиоастрономическим данным. – Геомаг. Аэрон., 1988, т.28, с.1-5.
- Всехсвятский С.К., Никольский Г.М., Пономарёв Е.А., Чередниченко В.И. К вопросу о корпускулярном излучении Солнца. – *Астрономический журнал*, 1955, т.32, с.165-176.
- Гибсон Э. Спокойное Солнце. М., Мир, 1977, 408 с.
- Грингауз К.И., Безруких В.В., Озеров В.Д., Рыбчинский Р.Е. Изучение межпланетного ионизированного газа, энергичных электронов и корпускулярного излучения Солнца при помощи трёхэлектродных ловушек заряженных частиц на второй советской космической ракете. - Докл. АН СССР, 1960, т.131, с.1301-1304.
- Грингауз К.И., Безруких В.В., Мусатов Л.С. Наблюдения солнечного ветра с помощью межпланетной станции «Венера-3». - *Космич. Исследования*, 1967 т.5, вып. 2, с. 251-258.
- Данжи Д. Космическая электродинамика. М., Госатомиздат., 1961, 205 с.
- де Ягер К. Строение и динамика атмосферы Солнца., М., Изд-во иностранной литературы, 1962, 376 с.
- Коржов Н.П. О природе крупномасштабных магнитных полей на Солнце. – в кн: Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, вып.61, М., Наука, 1982
- Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М., Наука, 1973, 847 с.
- Несмянович А.Т. О радиальном характере корональных лучей. – *Солнечные данные*, 1971, т.9, с.74-76.
- Паркер Е.Н. Динамические процессы в межпланетной среде. М., Мир, 1965, 362 с.
- Паркер Е.Н. Космические магнитные поля, их образование и проявления. М., Мир, 1982, т.1, 608 с., т.2, 497 с.

Пикельнер С.Б. Диссипация короны и её значение. – Докл. АН СССР, 1950, т.72, с.255-258.

Писанко Ю.В. Расчёт стационарных магнитогидродинамических течений в солнечной короне. – Геомаг. Аэрон., 1985(а), т.25, N1, с.17-22.

Писанко Ю.В. Пример численного расчёта пространственной структуры солнечного ветра. – Геомагн. Аэрон., 1985(б), т.25, N3, с.371-375.

Писанко Ю.В. Токовая система солнечного ветра: результаты численного расчёта. – Геомаг. Аэрон., 1986, т.26, N1, с.1-5.

Писанко Ю.В. Об одном подходе к расчёту доальвовеновского солнечного ветра. – в кн: Математические модели ближнего космоса, М., МГУ, ISSN-5-211-01920-2, 1989, с.5-8.

Писанко Ю.В. Модель теплового расширения солнечной короны с учётом излучения. – *Астрономический Вестник*, 2005, т.39, N5, с.475-480.

Писанко Ю.В. Модель солнечного ветра, учитывающая гравитацию в неньютоновом приближении. – *Астрономический Вестник*, 2012, в печати.

Плазменная гелиогеофизика (ред. Зелёный Л.М., Веселовский И.С.), в 2 т., т.1, М. Физматлит, 2008, 672 с.

Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. М. Из-во иностранной литературы, 1957, 112 с.

Тлатов А.Г. Дифференциальное вращение красной короны Солнца (FeX 6374 Å) в период 1957-1994 гг. – *Астрон. Журн.*, 1997, т.74, N4, с.621-624.

Уиндхэм Д.Д. Радиоастрономические наблюдения, связанные с проблемой солнечного ветра. – в кн: *Солнечный ветер* (ред. Маккин Р.Д., Нейгебауер М.), М., Мир, 1968, с.137-150.

Фельдман У., Асбридж Д., Бейм С., Гослинг Д. Солнечная плазма и магнитное поле. – в кн: *Поток энергии Солнца и его измерения* (ред. Уайт О.М.), М., Мир, 1980, с.377-411.

Шабанский В.П., Шистер А.Р. Сверхзвуковое истечение плазмы из вращающегося источника. - Докл. АН СССР, 1973, т.211, с.825-828.

Шабанский В.П., Шистер А.Р. Взаимодействие потоков с разными скоростями в солнечном ветре. - *Геомагн. Аэрон.*, 1973, т.13, N4, с.569-573.

Яглом А.М. Динамика крупномасштабных процессов в баротропной атмосфере. – *Известия АН СССР, сер. геофизическая*, 1953, N4, с.346-369.

Ahnert P. Der komet 1942 g (Whipple-Fedtke). – *Zeitschrift fur Astrophysik*, 1943, v.22, pp.288-309.

Alfven H. Electric currents in cosmic plasmas. – *Rev. Geophys. Space Phys.*, 1977, v.15, N3, pp.271-284.

Altschuler M.D., Newkirk G., Jr. Magnetic fields and the structure of the solar corona. I. Methods of calculating coronal fields. – *Solar Phys.*, 1969, v.9, N1, pp.131-149.

Antonucci E. *Stanford Univ. Plasma Res.*, 1974, Rep.N570

Arrhenius S. On the physical nature of the solar corona. - *Astrophys. J.*, 1904, v.20, pp.224-230.

Babcock H.D. The sun's polar magnetic field. – *Astrophys. J.*, 1959, v.130, N3, pp.364-365

Babcock H.W. The topology of the sun's magnetic field and the 22-year cycle. – *Astrophys. J.*, 1961, v.133, N2, pp.573-587.

Balogh A., Smith E.J., Tsurutani B.T., Southwood D.J., Forsyth R.J., Hornbury. The heliospheric magnetic field over the south polar region of the sun. – *Science*, 1995, v.268, pp.1007-1010.

Balogh A., Forsyth R.J. The results of the Ulysses mission: a survey of the heliosphere in three dimensions. – in: *A crossroads for European solar and heliospheric physics* (ed. Priest E.R., Moreno-Insertis F., Harris R.A.), ESA SP-417, 1998, pp.45-52.

Biermann L. Kometenschweife und solare korpuskularstrahlung. - *Zeitschrift fur Astrophysik*, 1951, v.29, pp.274-286.

Biermann L. Physical processes in comet tails and their relation to solar activity. – *Extrait des Mem.Soc.Roy.Sci.Liege Collection in -4°*, 1953, v.13, pp.291-302.

Biermann L. Solar corpuscular radiation and the interplanetary gas. - *Observatory*, 1957, v.77, pp.109-110.

Birkeland Kr. The Norwegian aurora polaris expedition, 1902-1903, vol.1, H. Aschehpug and Co., Christiania. First section, 1908; Second section, 1913

Birkeland Kr. Are the solar corpuscular rays that penetrate the Earth's atmosphere negative or positive rays? - in *Videnskapselskapets Skrifter, I Mat— Naturv. Klasse No.1*, Christiania, 1916

Bondi H. On spherically symmetric accretion. – *MNRAS*, 1952, v.112, pp. 195-204.

Bonetti A., Bridge H.S., Lazarus A.J., Lyon E.F., Rossi R., Scherb F. Explorer 10 plasma measurements. - *J. Geophys. Res.*, 1963, v.68, pp.4017-4063

Burlaga L.F., Ness N.F. Large-scale distant heliospheric magnetic field: Voyager 1 and 2 observations from 1986 through 1989. – *J. Geophys. Res.*, 1993, v.98, pp.17451-17460.

Chamberlain J.W. Interplanetary gas, III. A hydrodynamic model of the corona. – *Astrophys. J.*, 1961, v.133, pp.675-687.

Chapman S. Notes on the solar corona and the terrestrial ionosphere, *Smithsonian Contrib. Astrophys.*, 1957, v.2, pp.1-11.

Coles W.A. Esser R., Lovhaug U.-P., Markkanen J. Comparison of solar wind velocity measurements with a theoretical acceleration model. – *J. Geophys. Res.*, 1991, v.96, pp.13849-13859.

Cowling T.G. The present status of dynamo theory. – *Ann. Rev. Astron. Astrphys.*, 1981, v.19, pp.115-135.

Cummings A.C., Stone E.C., Steenberg C.D. Composition of anomalous cosmic rays and other heliospheric ions. – *Astrophys. J.*, 2002, v.578, pp.194-210.

Dicke R.H. Gravitation without a principle of equivalence. – *Rev. Mod. Phys.*, 1957, v.29, pp.363-376.

Edlen B. Die duetung der emissionslinien im spektrum der sonnenkorona. – *Zeitschrift fur Astrophysik*, 1943, v.22, pp.30-63.

Evenson P., Tuska E.B. Cosmic ray transport – modulation and anomalous component (US National Report to IUGG 1987-1990), *Rev. Geophys., Suppl.*, 1991, pp.944-954.

Galeev A.A., Vaisberg O.L., Zakharov A.V., Borodkova N.L., Sukhanov A.A., Kovtunencko V.M., Kremnev R.S., Pichkhadze K.M., Papkov O.V., Jakovlev B.D.,

Malyshev V.V., Usachov V.E., Morozov N.A. Project Ziolkovsky – solar probe mission concept. – *Adv. Space Res.*, 1996, v.17, N3, pp.(3)13-(3)20.

Gibson S.E., Biesecker D., Guhathakurta M., Hoeksema J.T., Lazarus A., Linker J., Mikic Z., Pisanko Y., Riley P., Steinberg J., Strachan L., Szabo A., Thompson B., Zhao X.P. The three-dimensional coronal magnetic field during Whole Sun Month. – *Astrophys. J.*, 1999, v.520, N2, pt.1, pp.871-879.

Gilman P.A. Thermally driven Rossby-mode dynamo for solar magnetic field reversals. – *Science*, 1968, v.160, N3829, pp.760-762.

Gilman P.A. Nonlinear dynamics of Boussinesq convection in a deep rotating spherical shell. I. – *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 1977, v.8, N2, pp.3-45.

Gilman P.A. Nonlinear dynamics of Boussinesq convection in a deep rotating spherical shell. II. Effects of temperature boundary conditions. – *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 1978, v.11, N3, pp.157-179.

Gilman P.A. Nonlinear dynamics of Boussinesq convection in a deep rotating spherical shell. III. Effects of velocity boundary conditions. – *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 1978, v.11, N3, pp.181-203.

Gloeckler G. Ubiquitous suprathermal tails on the solar wind and pickup ion distributions. – in: *Solar wind ten conference*, AIP Conf. Proc. 679 (ed. Velli M., Bruno R., Malara F.), AIP, Melville, NY, 2003, pp.583-588.

Grigor'ev V.I., Grigor'eva E.V., Pisanko Yu.V., Rostovsky V.S. Baro-electric effect and celestial magnetism. Moscow, KomKniga, 2005, 128 p.

Gringauz K.I. Some results of experiments in interplanetary space by means of charged particle traps on Soviet space probes. – *Space Res.*, 1961, v.2, pp.539-553

Habbal S.R., Gloeckler G., McNutt, Jr., R.L., Tsurutani B.T. The Solar Probe mission: a search for the origin of the solar wind and an unprecedented view of the solar surface. – in: *A crossroads for European solar and heliospheric physics* (ed. Priest E.R., Moreno-Inertis F., Harris R.A.), ESA SP-417, 1998, pp.83-90.

Hansen S.F., Sawyer C., Hansen R.T. K-corona and magnetic sector boundaries. – *Geophys. Res. Lett.*, 1974, v.1, pp.13-15.

Hester J., Desch S.J., Healy K.R., Leshin L.A. The gradle of the solar system. – *Science*, 2004, May 21, v.304, pp.1116-1117.

Hewish A., Scott R.F., Wills D. Interplanetary scintillation of small diameter radio sources. – *Nature*, 1964, v.203, pp.1214-1217.

Hoeksema J.T., Wilcox J.M., Scherrer P.H. The structure of the heliospheric current sheet: 1978-1982. – *J. Geophys. Res.*, 1983, v.88, pp.9910-9918.

Hoeksema J.T. The solar magnetic field 1985 through 1990. – *Tech. Rep. CSSA-ASTRO-91-01*, Cent. for Space Sci. and Astron., Stanford Univ., CA, 1991.

von Hoffmeister C. Physikalische untersuchungen an kometen. I. Die beziehungen des primaren schweifstrahls zum radiusvektor. – *Zeitschrift fur Astrophysik*, 1943, v.22, pp.265-287.

Howard R.A., Harvey J. Spectroscopic determinations of solar rotation. – *Solar Phys.*, 1970, v.12, N1, pp.23-51.

Howard R.A., Koomen M.J. Observation of sectorized structure in the outer solar corona: correlation with interplanetary magnetic field. – *Solar Phys.*, 1974, v.37, N2, pp.469-475.

Hugoniot P.-H. Sur un theoreme relatif au mouvement permanent et a l'ecoulement des fluides. - Comptes Rendus de Seances de l'Academie des Sciences, Paris, 1886, v.103, pp.1178-1181.

Hundhausen A.J. An interplanetary view of coronal holes. – in: Coronal holes and high speed wind streams (ed. Zirker J.B.), Colorado associated university press, Boulder, 1977, pp.226-329.

Klimchuk J.A. Theory of coronal mass ejections. – in: Space weather (ed. Song P., Singer H.J., Siscoe G.L.), Geophysical Monograph 125, AGU, 2001, pp.143-157.

Kohl J.L., Noci G., Antonucci E., Tondello G., Huber M.C.E., Cranmer S.R., Strachan L., Panasyuk A.V., Gardner L.D., Romoli M., Fineschi S., Dobrzycka D., Raymond J.C., Nicolosi P., Siegmund O.H.W., Sparado D., Benna C., Ciaravella A., Giordano S., Habbal S.R., Karovska M., Li X., Martin R., Michels J.D., Modigliani A., Naletto G., O'Neal R.H., Pernechele C., Poletto G., Smith P.L., Suleiman R.M. UVCS/SOHO empirical determinations of anisotropic distributions in the solar corona. – *Astrophys. Journ. Lett.*, 1998, v.501, N1, pt.2, pp.L127-L131.

Layzer D., Rosner R., Doyle H.T. On the origin of solar magnetic fields. – *Astrophys. J.*, 1979, v.229, N3, pt.1, pp.1126-1137.

Livingston W.C. Solar rotation, 1966-1968. – *Solar Phys.*, 1969, v.7, pp.144-145.

Marsch E., Kogan A., Axford W.I., Breus T., Kuznetsov V.D., Oraevsky V.N. Interhelios – sun and heliosphere observer. – in: A crossroads for european solar and heliospheric physics (ed. Priest E.R., Moreno-Insertis F., Harris R.A.), ESA SP-417, 1998, pp.91-108.

Marubashi K, Watanabe S. Synoptic maps of open magnetic fields in the solar corona from August 1959 to January 1974, Radio and space data, Publ. by Rad. Res. Lab. M.P.T., Tokyo, 1983, p.1-22.

McAllister A.H., Hundhausen A.J. The relation of Yohkoh coronal arcade events to coronal streamers and CMEs. – in: Solar drivers of interplanetary and terrestrial disturbances (ed. Balasubramaniam K.S., Keil S.L., Smartt R.N.), Astron. Soc. of the Pacific, San Francisco, Calif., 1996, p.171-184.

McComas D.J., Elliott H.A., Schwadron N.A., Gosling J.T., Skoug R.M., Goldstein B. E. The three-dimensional solar wind around solar maximum. - *Geophys. Res. Lett.*, 2003, v.30(10), pp.1517-1520.

McNutt R.L., Jr., Reynolds E.L., McAdams J.V., Boculic R.S., Bhatnagar V., Williams B.D., Willey C.E. Mission to the sun: the solar pioneer. – *Adv. Space Res.*, 1996, v.17, N3, pp.(3)21-(3)30.

Moussas X., Polygiannakis J., Kakouris A., Alevizos A. The 26-day variation of energetic particles at high heliographic latitudes and corotating vortex structures. – in: Solar and astrophysical magnetohydrodynamic flows (ed. Tsinganos K.), NATO advanced study institute, Heraklion, 1995, p.46

Munro R.H., Jackson B.V. Physical properties of a polar coronal hole from 2 to 5 solar radii. – *Astrophys. J.*, 1977, v.213, N3, pp.874-886.

Neugebauer M., Snyder C.W. Mariner 2 observations of the solar wind, 1. Average properties. - *J. Geophys. Res.*, 1966, v.71, pp.4469-4484

Parker E.N. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields. - *Astrophys. J.*, 1958, v.128, pp.644-675.

Parker E.N. The hydrodynamic theory of solar corpuscular radiation and stellar winds. – *Astrophys.J.*, 1960, v.132, pp.821-866.

Pisanko Yu.V. 3-D subalfvenic transonic solar wind in the flow formation region: results of numerical MHD simulations. – in: *Solar-terrestrial energy program* (ed. Baker D.N., Papitashvili V.O., Teague M.J.), COSPAR Colloquia Series, v.5, Pergamon Press, 1994, pp.791-794.

Pisanko Yu.V. The global solar magnetic field as a “controller” for the origin and acceleration model of solar wind streams. – *Adv. Space Res.*, 1996, v.17, N3, pp(3)61-(3)64.

Pisanko Yu.V. The polar solar wind: a linear, force-free field, 3-D MHD model. – *Solar Phys.*, 1997, v.172, pp.345-352.

Pisanko Yu.V. The polar solar wind: an additional acceleration due to the rotation of the magnetic sun. – in: *The corona and solar wind near minimum activity* (ed. Kjeldseth-Moe O., Wilson A.), ESA SP-404, 1997, pp.605-608.

Pisanko Yu.V., Tritakis V.P., Paliatos A.G. Gyroscopic waves in the base of the solar corona: a model and possible observational manifestations. – in: *The corona and solar wind near minimum activity* (ed. Kjeldseth-Moe O., Wilson A.), ESA SP-404, 1997, pp.609-613.

Pisanko Yu.V. Electrodynamics of the polar solar wind additional acceleration. – in: *A crossroads for european solar and heliospheric physics* (ed. Priest E.R., Moreno-Insertis F., Harris R.A.), ESA SP-417, 1998, pp.297-300.

Pisanko Yu.V. A model of polar solar magnetic field line-of-sight component slow temporal variations induced by Rossby waves in the coronal base. – in: *Plasma dynamics and diagnostics in the solar transition region and corona* (ed. Vial J.-C., Kaldeich-Schurmann B.), ESA SP-446, 1999, pp.543-548.

Pisanko Yu.V. A model of the magnetic field long-term evolution at the coronal base and polar heliospheric regions. – *Space Science Rev.*, 2001(a),v.97, N1-4, pp.183-187.

Pisanko Yu.V. Long-term evolution of the polar magnetic field at the coronal base: a model. – in: *Advanced solar polarimetry - theory, observation, and instrumentation* (ed. Sigwarth M.), ASP Conference Series, 2001(b), v.236, pp.245-252.

Pisareva V.V. Fluctuations in the intensity of radio emissions scattered by coronal irregularities. – *Soviet Astronomy*, 1959, v.3, pp.419-424.

Potemra T.A. Auroral field-aligned currents: APL’s contribution to their discovery. – *Johns Hopkins APL Tech. Dig.*, 1986, v.7, pp.397-402.

Puthoff H.E. Polarizable-vacuum (PV) approach to general relativity. – *Foundations of Physics*, 2002, v.32, N6, pp.927-943.

Randolph J.E. NASA Solar Probe mission and system concepts. – *Adv. Space Res.*, 1996, v.17, N3, pp(3)3-(3)12.

Rusin V., Rybansky M. Ground-based coronal indices. – in: *Proceedings of the workshop on the solar electromagnetic radiation study for solar cycle 22* (ed. Donnelly R.F.), NOAA ERL, Boulder, 1992, pp.168-190.

Schatten K.H. Current sheet magnetic model for the solar corona. – *Cosmic Electrody.*, 1971, v.2, pp.232-246.

Scherb F. Velocity distributions of the interplanetary plasma detected by Explorer 10. – *Space Res.*, 1964, v.4, pp. 797-818.

Scauner J.A., Scherrer P.H. East-west inclination of large-scale photospheric magnetic fields. – *Solar Phys.*, 1994, v.153, pp.131-141.

Simunac K.D.C., Armstrong T.P. Solar cycle variations in solar and interplanetary ions observed with Interplanetary Monitoring Platform 8. – *J. Geophys. Res.*, 2004, v. 109, pp. A10101

Smith E.J., Tsurutani B.T., Rosenberg R.L. Observations of the interplanetary sector structure up to heliographic latitudes of 16° : Pioneer 11. - *J. Geophys. Res.*, 1978, v.83, NA2, pp.717-724

Smith E.J., Neugebauer M., Balogh A., Bame S.J., Erdos G., Forsyth R.J., Goldstein B.E., Phillips J.T., Tsurutani B.T. Disappearance of the heliospheric sector structure at Ulysses. – *Geophys. Res. Lett.*, 1993, v.20, pp.2327-2330.

Steinolfson R.S., Suess S.T., Wu S.T. The steady global corona. – *Astrophys. J.*, 1982, v.255, N2, pt.1, pp.730-742.

Sturrock P.A., Hartle R.E. Two-fluid model of the solar wind. – *Phys. Rev. Letters*, 1966, v.16, pp.628-631

Svalgaard L., Wilcox J.M., Duvall T.L., Jr., A model combining the polar and the sector structured solar magnetic fields. – *Solar Phys.*, 1974, v.37, N1, pp.157-172.

Trellis M.M. Dissymetrie est-ouest des intensities de la couronne monochromatique. - *Comptes Rendus de Seances de l'Academie des Sciences*, 1960, v.250, pp.58-62.

Tritakis V.P., Mavromichalaki H., Petropoulos B. Asymmetric variations of the coronal green line intensity. – *Solar Phys.*, 1988, v.115, pp.367-384.

Tritakis V.P., Noens J.C., Paliatsos A.G. Various errors which could introduce asymmetric east-west intensity observations of the solar corona. – *Solar Phys.*, 1995, v.156, pp.229-243.

Tsurutani B.T. The JPL/NASA Solar Probe Mission. – in: *The corona and solar wind near minimum activity* (ed. Kjeldseth-Moe O., Wilson A.), ESA SP-404, 1997, pp. 701-704

Usmanov A.V. A global numerical 3-D MHD model of the solar wind. – *Solar Phys.*, 1993, v.146, pp.377-396.

Usmanov A.V. A global 3-D MHD solar wind model with Alfvén waves. – in: *Solar wind eight*, AIP press, Woodbury, 1996, pp.141-144.

Valentine P.G., Trester P.W., Harrington R.O. Mass loss testing of carbon-carbon at high temperatures. – *General Atomic Report GA-C22515*, 1997.

Veselovsky I. Turbulence and waves in the solar wind formation region and the heliosphere. – *Astrophys. Space Sci.*, 2001, v.277, pp.219-224.

Volkov A.M., Izmet'ev A.A., Skrotskii G.V. The propagation of electromagnetic waves in a Riemannian space. – *Sov. Phys. JETP*, 1971, v.32, pp.686-689.

Vsekhsvjatsky S.K. The structure of the solar corona. – in: *The solar corona* (ed. Evans J.M.), Academic press, New-York & London, 1963, pp.271-280.

Waldmeier M. Slow variations of the solar corona. – in: *The solar corona* (ed. Evans J.M.), Academic press, New-York & London, 1963, pp.129-136.

Ward F. General circulation of the solar atmosphere from observational evidence. – *Pure and Appl. Geophys.*, 1964, v.58, pp.157-186.

Webb J.K., Flambaum V.V., Churchill C.W., Drinkwater M.J., Barrow J.D. Search for time variation of the fine structure constant. – *Phys. Rev. Lett.*, 1999, v.82, pp.884-887.

Wilcox J.M., Ness N.F. Quasi-stationary corotating structure in the interplanetary medium. - *J. Geophys. Res.*, 1965, v.70, pp.5793-5805.

Wilson H.A. An electromagnetic theory of gravitation. – *Phys. Rev.*, 1921, v.17, pp.54-59.

Wolff C.L., Blizard J.B. Properties of r-modes in the sun. – *Solar Phys.*, 1986, v.105, pp.1-15.

Woo R., Armstrong J.W. Observations of large-scale structure in the inner heliosphere with Doppler scintillation measurements. – in: *Solar wind seven*, (ed. Marsch E., Schwenn R.), COSPAR Colloquia Series, v.3, Pergamon Press 1992, pp.319-322.

Woo R., Habbal S.R. Imprint of the sun on the solar wind. – *Astrophys. J. Letters*, 1999, v.510, N1, pt.2, pp.L69-L72.

“Solar Probe: First Mission to the Nearest Star” – Report of the NASA Science Definition Team for the Solar Probe Mission, edited and published at the Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory, Laurel, MD, February 1999, 43p.

“Solar Probe Plus” – Report of the Science and Technology Definition Team (STDT), Southwest Research Institute, San Antonio, TX, pre-publication version, February 14, 2008, 105p.

“Solar Probe+” – Mission Engineering Study Report, March 10, 2008, Prepared for NASA Heliophysics Division by the Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory (under contract NNN06AA01C), 99p.

“The Sun and Heliosphere in Three Dimensions” – Report of the NASA Science Definition Team for the STEREO mission, 69p.

“Solar Orbiter – Exploring the Sun-Heliosphere Connection” – Assessment Study Report, ESA/SRE[2009], December 2009, 92p.

“Solar Orbiter – Exploring the Sun-Heliosphere Connection” – Definition Study Report, ESA/SRE[2011]14, July 2011, 109p.

Оглавление

Предисловие	3
Глава 1. Однородный ветер	4
1.1 Пролог	4
1.2 Солнечный ветер Паркера	10
1.3 Солнечный бриз Чемберлена	16
1.4 Солнечный ветер при отводе тепла из короны рентгеновским излучением	18
1.5 Критическая точка	24
Глава 2. Неоднородный ветер	36
2.1 Межпланетное магнитное поле Паркера	36
2.2 Как устроена внутренняя гелиосфера	40
2.3 Уравнения	47
2.4 Сверхзвуковой сверхальвеновский ветер	51
2.5 Полярный солнечный ветер	54
2.6 Вблизи плоскости эклиптики	62
2.6.1 Трансальвеновский сверхзвуковой ветер	62
2.6.2 Доальвеновский трансзвуковой ветер	67
2.7 Глобальные модели	76
2.8 Переполюсовка	79
Глава 3. Полёт к Солнцу	93
3.1 Зачем лететь?	93
3.2 «Огонь и лёд»	96
3.3 «Интергелиос»	101
3.4 «Солнечный зонд плюс»	105
Глава 4. Порывы ветра – возможен ли прогноз?	108
4.1 Спорадические и рекуррентные	108
4.2 «Стерео»	110
4.3 Мерцания	118
4.4 Эпилог	122
Литература	127