

ГЛАВА 2.4

ГРАНИЦА ГЕЛИОСФЕРЫ

Владислав В. Измоденов
*Механико-математический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова
Институт Космических Исследований РАН
Институт Проблем Механики РАН*

ВВЕДЕНИЕ

Природа и положение границы гелиосферы, а также структура и свойства внешней области гелиосферы определяются взаимодействием солнечного ветра с межзвездным окружением Солнца - Локальным межзвездным облаком (ЛМО). В настоящее время нет сомнений, что ЛМО является частично-ионизованным облаком, заряженная компонента которого взаимодействует с плазмой солнечного ветра. Образующая при этом взаимодействие газодинамическая структура, которую принято для краткости называть *гелиосферным интерфейсом* (иногда термин гелиосферный интерфейс заменяют оборотом «область взаимодействия солнечного ветра с локальной межзвездной средой»), показана качественно на рис. 1. Другие компоненты межзвездной среды и солнечного ветра взаимодействуют с плазменной компонентой и, таким образом влияют на структуру гелиосферного интерфейса.

В настоящее время проект запуска космического аппарата к ЛМО становится все более реальным (см., например, <http://interstellar.jpl.nasa.gov/>, <http://interstellarexplorer.jhuapl.edu/>), а космический аппарат VOYAGER-1 пересек гелиосферную ударную волну. Однако, так как гелиосферная ударная волна – это лишь «начало» гелиосферного интерфейса, а прибор, измеряющий плотность, скорость и температуру солнечного ветра, на космическом аппарате VOYAGER-1 не работает, то можно утверждать, что прямых измерений внутри гелиосферного интерфейса в настоящее время не существует. Таким образом, структура гелиосферного интерфейса, а также свойства ЛМО могут быть определены только посредством удаленной диагностики. К основным источникам информации о структуре гелиосферного интерфейса и положении гелиосферной ударной волны можно отнести следующие эксперименты на космических аппаратах:

1) прямые измерения межзвездных захваченных ионов, которые образуются из межзвездных атомов вследствие процессов перезарядки, ионизации электронным ударом и фотоионизации и измеряются на космических аппаратах ULYSSES и ACE (прибор SWICS);

2) измерения аномальной компоненты космических лучей (АКЛ), которая образуется из части захваченных ионов, ускоренных до высоких энергий. АКЛ измеряются на космических аппаратах VOYAGER, PIONEER, ULYSSES, ACE, SAMPEX и WIND;

3) измерения рассеянного солнечного Лайман-альфа излучения на космических аппаратах SOHO и Hubble Space Telescope (HST) на 1 а.е., а также на космических аппаратах VOYAGER-1 и 2 и PIONEER-10 во внешней гелиосфере;

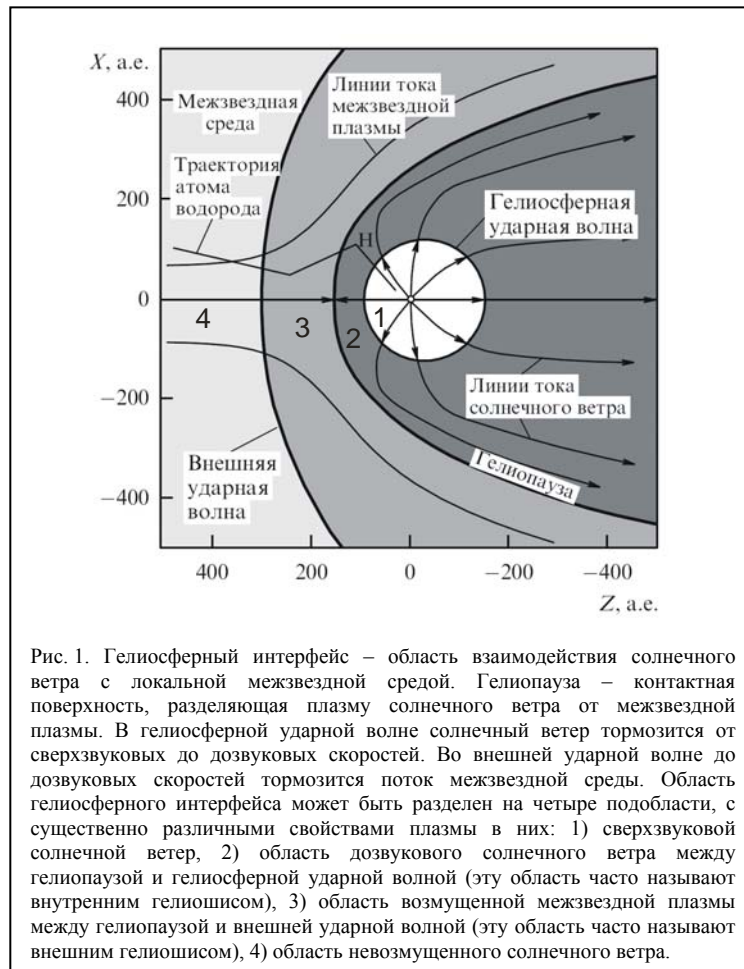
4) прямые измерения параметров солнечного ветра (в частности его скорости) на больших гелиоцентрических расстояниях на космическом аппарате VOYAGER-2.

Вдобавок к вышеперечисленным экспериментам, корректная интерпретация радиоизлучения в килогерцовом диапазоне, которое регистрировалось на космических аппаратах VOYAGER-1 и 2, может привести к дополнительным ограничениям на модели гелиосферного интерфейса и параметры ЛМО.

Недавно было показано, что изучение спектров поглощения в линии Лайман-альфа, измеренных в направлении ближних звезд, может служить дополнительной диагностикой гелиоферного интерфейса, и, в частности, водородной стенки в окрестности гелиопаузы (например, Linsky and Wood, 1996; Wood et al., 2000; Izmodenov et al., 1999a, 2002). Первые измерения энергичных атомов гелиосферного происхождения, которые были осуществлены космическими аппаратами SOHO и IMAGE показали, что изучение дифференциальных потоков энергичных атомов будет являться новым и мощным средством изучения свойств гелиосферного интерфейса. Уже в самом ближайшем будущем (в 2008 году) космический аппарат IBEX будет измерять потоки энергичных атомов гелиосферного происхождения (Gruntman et al., 2001; <http://ibex.swri.edu/>).

Для того чтобы на основе измерений с одной или нескольких астрономических единиц определить структуру гелиосферного интерфейса, а также изучить происходящие в нем физические процессы, необходимо построение теоретической модели гелиосферного интерфейса. Построение теоретической концепции гелиосферного интерфейса началось с работ Паркера (Parker, 1961) и Баранова, Краснобаева и Куликовского (Baranov et al., 1971).

Однако, даже сейчас, спустя ~40 лет после опубликования этих пионерских работ, построение полной модели гелиосферного интерфейса не завершено. Главная трудность в построении полной модели состоит в многокомпонентной природе как ЛМО, так и солнечного ветра. ЛМО состоит, по меньшей мере, из пяти компонент: плазмы (электроны и протоны), атомов водорода, межзвездного магнитного поля, галактических космических лучей и межзвездной пыли. Плазменная компонента в гелиосфере состоит из частиц солнечного ветра (протонов, электронов, альфа-частиц, и др.), захваченных ионов, АКЛ. Захваченные ионы начинают влиять на течение гелиосферной плазмы начиная с расстояний в 20-30 а.е., а АКЛ влияют на течение плазмы солнечного ветра в окрестности гелиосферной ударной волны (создавая предвестник), а также в области внутреннего гелиошиса. По измеренным спектрам АКЛ можно изучать свойства гелиосферной ударной волны (Stone, 2001). Недавний обзор по измерению и интерпретации АКЛ был сделан в работе Фихтнера (Fichtner, 2001).



Для построения адекватной многокомпонентной модели гелиосферного интерфейса необходимо выбрать адекватное теоретическое описание для каждой из компонент межзвездной среды и солнечного ветра. Как заряженная компонента (электроны, протоны, ионы гелия) межзвездной среды, так и заряженная компонента солнечного ветра (электроны, протоны, альфа-частицы) могут адекватно быть описаны в рамках гидродинамического приближения (Varanov, 2000). В то же самое время, длина свободного пробега межзвездных атомов водорода имеет тот же порядок величины, как и характерный размер гелиосферного интерфейса (~150 AU). Это означает, что для описания атомов водорода в гелиосферном интерфейсе необходимо использовать кинетический подход. Для адекватного описания захваченных ионов и АКЛ также необходимо использовать кинетическое описание.

Настоящая глава посвящена: 1) обзору основных существующих моделей гелиосферного интерфейса, 2) применению теоретических моделей для интерпретации различных данных по удаленной диагностике взаимодействия солнечного ветра и локальной межзвездной среды, а также свойств самой локальной межзвездной среды (ЛМС). В этом обзоре мы ограничимся описанием теоретических моделей, которые описывают область взаимодействия в целом, включая гелиосферную ударную волну, гелиопаузу и внешнюю ударную волну. Учитывая это, настоящая глава не может рассматриваться как полный обзор всех современных работ по исследованию внешней гелиосферы. Много различных подходов было использовано при изучении некоторых частных аспектов взаимодействия солнечного ветра с ЛМС, связанных с переносом и ускорением захваченных ионов, а также со структурой гелиосферной ударной волны под действием АКЛ и захваченных ионов. Указанные вопросы рассматриваются в обзорах Zank (1999) и Fichtner (2001).

Глава имеет следующую структуру: в параграфе 2 приводится краткая сводка экспериментальных данных по параметрам солнечного ветра и ЛМС. В параграфе 3 обсуждаются теоретические подходы для описания различных компонент солнечного ветра и межзвездной среды. В параграфе 4 дается обзор современных моделей гелиосферного интерфейса. В параграфе 5 приводятся основные результаты двухкомпонентной модели гелиосферного интерфейса, а также новых моделей, учитывающих влияние различных компонент солнечного ветра и межзвездной среды. В параграфе 6 мы приводим пример анализа космических экспериментов на основе теоретической модели гелиосферного интерфейса. В параграфе 7 приведены выводы, а также обсуждаются нерешенные проблемы и обсуждаются ближайшие перспективы по изучению гелиосферного интерфейса.

2. Краткое описание экспериментальных данных

Выбор адекватной теоретической модели гелиосферного интерфейса зависит от граничных условий, то есть от параметров в невозмущенной межзвездной среде и солнечном ветре.

2.1 Наблюдения солнечного ветра

На орбите Земли поток межзвездных атомов достаточно мал, поэтому на малых гелиоцентрических расстояниях (до 5 а.е.) влиянием межзвездных атомов на параметры солнечного ветра можно пренебречь. Измерения потоков захваченных ионов и АКЛ показывают, что на орбите Земли эти компоненты также не оказывают заметного динамического влияния на параметры солнечного ветра. Следовательно, орбиту Земли можно рассматривать как внутреннюю границу для задачи о взаимодействии солнечного ветра и локальной межзвездной средой.

Свойства солнечного ветра, а также их широтная зависимость зависят от солнечного цикла (см., например, Gazis, 1996; Neugebauer 1999; McComas et al. 2000, 2001, 2002). В солнечном минимуме, на больших гелиоширотах образуются области хорошо развитых корональных дыр, которые являются источниками высокоскоростного (~700 км/с) солнечного ветра, имеющего низкую плотность. На низких гелиоширотах солнечный ветер имеет большую плотность и относительно малые скорости (~400 км/с). Разделение между высокоскоростным и низкоскоростным режимами солнечного ветра находится примерно на 20° гелиошироты. В солнечном максимуме корональные дыры практически исчезают, и относительно плотный низкоскоростной солнечный ветер существует на всех широтах (McComas et al., 2002). Через некоторое время после прохождения солнечного максимума корональные дыры, а, следовательно, и высокоскоростной солнечный ветер появляются вновь. На стадии формирования корональных дыр высокоскоростной солнечный ветер может появиться даже в области эклиптики, что приводит к увеличению динамического давления на низких широтах вскоре после прохождения солнечного максимума. Космические аппараты, которые находятся на 1 а.е. в плоскости эклиптики, обнаружили двухкратное изменение динамического давления солнечного ветра в течение солнечного цикла. Измерения параметров солнечного ветра на наиболее удаленных космических аппаратах как PIONEER и VOYAGER подтверждают это заключение (Lazarus and McNutt, 1990; Gazis, 1996, Richardson et al., 2004). Из наблюдений видно, что в течение каждого из последних двух солнечных циклов минимум динамического давления солнечного ветра приходился на солнечный максимум. Затем динамическое давление начинало возрастать и достигало своего максимума через 1-2 года после максимума солнечной активности. Далее давление начинало медленно спадать вплоть до минимума при следующем солнечном максимуме. Из экспериментов, которые проводились в плоскости эклиптики,

было неясно, является ли такой характер изменения динамического давления солнечного ветра присущим только плоскости эклиптики, или является глобальным эффектом. Измерения, проведенные на космическом аппарате ULYSSES в течение его первой полярной орбиты, показали, что динамическое давление солнечного ветра было меньшим в области около экватора, по сравнению с высокими широтами. Указанный эффект был ясно виден в течение солнечного минимума (Май, 1995 - Декабрь, 1997) (McComas et al., 2000). Хотя в солнечном максимуме трехмерная структура солнечного ветра существенно отличается и является более сложной по сравнению с двухскоростной структурой, которая наблюдается в остальные периоды солнечного цикла, тем не менее, можно считать, что в солнечном максимуме параметры солнечного ветра в среднем примерно одинаковы на всех гелиоширотах (McComas et al., 2001, 2002).

В таблице 1 приведены оценки динамического и статического давлений солнечного ветра на расстояниях 4-5 а.е., а также во внешней гелиосфере на расстоянии 80 а.е. Динамическое давление намного превышает статическое давление солнечного ветра.

Наряду с солнечным ветром в гелиосфере существуют еще две компоненты гелиосферного происхождения – захваченные ионы и АКЛ. В Таблице 1 приведены оценки динамической важности этих компонент. Из таблицы видно, что на больших гелиоцентрических расстояниях тепловые давления захваченных ионов и АКЛ могут достигать 30-50 % от динамического давления солнечного ветра. Таким образом, захваченные ионы и АКЛ могут оказывать динамическое влияние на свойства солнечного ветра на больших гелиоцентрических расстояниях и должны учитываться в моделях гелиосферного интерфейса (см., например, Alexashov et al., 2004; Malama et al., 2006).

Таблица. 1

Концентрации и давления различных компонент солнечного ветра

Компонента	4–5 а.е.		80 а.е.	
	Концентрация см ⁻³	Давление эВ/см ⁻³	Концентрация см ⁻³	Давление эВ/см ⁻³
Солнечный ветер	0,2–0,4	2–4 (тепловое) ~200 (динамическое)	(7–14)·10 ⁻⁴	10 ⁻³ –10 ⁻⁴ ~0,5–1 (динамическое)
Захваченные ионы	5,1·10 ⁻⁴	0,5	~2·10 ⁻⁴	~0,15
АКЛ				0,01–0,1

2.2. Параметры межзвездной среды

Температура и скорость движения локальной межзвездной среды относительно Солнца определяются на основе прямых измерений параметров атомов гелия на космическом аппарате ULYSSES (прибор GAS) (Witte et al., 1996; Witte, 2004). Такое определение скорости становится возможным из-за того, что длина свободного пробега атомов гелия много больше, чем характерный размер гелиосферного интерфейса, поэтому параметры межзвездного гелия в гелиосферном интерфейсе не меняются, и атомы гелия попадают в гелиосферу с такими же параметрами, как и в межзвездной среде. Существует и второй независимый способ определения скорости и температуры в локальном межзвездном облаке. Он основан на анализе линий поглощения в звездных спектрах (Lallement, 1996). Этот метод позволяет определить только средние значения скорости и температуры в ЛМО вдоль различных лучей зрения (в направлении ближних звезд). Оказывается, что полученные двумя

независимыми способами значения температуры и скорости межзвездной среды в окрестности Солнца хорошо согласуются между собой (см. Таблицу 2).

Другие параметры локальной межзвездной среды, такие как значения концентраций межзвездных атомов водорода и протонов, величина и направление межзвездного магнитного поля, в настоящее время не определены с хорошей степенью точности. При построении теоретических моделей эти параметры могут рассматриваться как свободные. Заметим, что по некоторым косвенным экспериментальным данным с помощью теоретических моделей, все же удастся установить существенные ограничения на плотность протонов и атомов в межзвездной среде, а также на полное давление межзвездной среды.

Таблица. 2

Параметры межзвездной среды

Параметр	Прямые измерения/оценки
Относительная скорость солнечного ветра и ЛМО	25,3±0,4 км·с ⁻¹ (прямые измерения атомов гелия ¹) 25,7 км·с ⁻¹ (по доплеровскому сдвигу в линиях поглощения ²)
Температура локальной межзвездной среды	7000±600 К (прямые измерения атомов гелия ¹) 6700 К (линии поглощения ²)
Концентрация межзвездных атомов водорода	0,2±0,05 см ⁻³ (оценка, основанная на измерениях захваченных ионов ³)
Концентрация межзвездных протонов	0,03–0,1 см ⁻³ (оценка, основанная на измерениях захваченных ионов ³)
Локальное межзвездное магнитное поле	Величина: 2–4 μG Направление: неизвестно
Давление низкоэнергичной части космических лучей	~0,2 эВ·см ⁻³

Концентрация атомов водорода во внутренней гелиосфере зависит от степени фильтрации атомов в гелиосферном интерфейсе, т.е. от степени уменьшения количества атомов, проникающих в гелиосферу вследствие перезарядки и ионизации электронным ударом.

Так как поток атомов межзвездного гелия проходит сквозь гелиосферный интерфейс до областей измерения невозмущенным, то зная отношение концентрации атомов водорода к концентрации атомов гелия в межзвездной среде, $R(HI/HeI)_{LIC}$, а также концентрацию атомов гелия, можно определить плотность атомов водорода в межзвездной среде $n_{LIC}(HI) = R(HI/HeI)_{LIC} n_{LIC}(HeI)$. Концентрация атомов гелия определена в гелиосфере с хорошей степенью точности 0,015±0,002 см⁻³ (Gloeckler and Geiss, 2001). Отношение HI/HeI в межзвездной среде находится в интервале 10-14. Таким образом, концентрация атомов водорода в ЛМО находится в диапазоне 0,13–0,25 см⁻³.

Моделирование гелиосферного интерфейса (Baranov and Malama, 1995; Izmodenov et al., 1999b) показало, что степень фильтрации атомов водорода, т.е. отношение концентрации H-атомов внутри гелиосферы к концентрации в межзвездной среде, зависит от плотности плазмы в ЛМО. Таким образом, зная степень фильтрации можно получить величину концентрации протонов (и электронов) в ЛМО (Lallement, 1996). Независимую оценку концентрации электронов в межзвездной среде можно получить, зная космическое содержание ионов различной степени ионизации (Lallement, 1996).

Существуют и другие методы оценки концентрации атомов водорода внутри гелиосферы, основанные, например, на измерении степени торможения солнечного ветра на больших гелиоцентрических расстояниях или на измерении и анализе спектров АКЛ (Stone, 2001). Заметим, что полный согласованный анализ всех имеющихся наблюдательных данных не был проведен до настоящего

времени. Для проведения такого анализа необходимо использовать теоретическую модель гелиосферного интерфейса. В табл. 2 приведены значения параметров локальной межзвездной среды, считающиеся в настоящее время наиболее реалистичными. Используя эти значения, мы оценили вклад различных компонент в давление межзвездной среды (табл. 3). Различные компоненты межзвездной среды дают вклады одного порядка в общее давление межзвездной среды. Это означает, что в теоретических моделях необходимо учитывать влияние каждой из этих компонент. Из табл. 3 также видно, что динамическое давление межзвездных атомов водорода больше, чем парциальные давления других компонент. Так как существенная часть H-атомов проникает внутрь гелиосферы, то оценить априори влияние этой компоненты оказывается сложно. Необходимо развитие количественных моделей. Такой же вывод можно сделать и об оценке влияния галактических и аномальных космических лучей (Измоденов, 1997).

Таблица 3

Оценки давления различных компонент межзвездной среды в окрестности межзвездной среды

Компонента	Оценка давления, Дин·см ⁻²
Плазменная компонента межзвездной среды	
Тепловое давление	(0,6–2,0)·10 ⁻¹³
Динамическое давление	(1,5–6)·10 ⁻¹³
Межзвездные атомы водорода	
Тепловое давление	(0,6–2,0)·10 ⁻¹³
Динамическое давление	(4,0–9,0)·10 ⁻¹³
Межзвездное магнитное поле	(1,0–5,0)·10 ⁻¹³
Низкоэнергетическая часть Галактических Космических Лучей	(1,0–5,0)·10 ⁻¹³

3. Обзор возможных подходов для описания различных компонент

В этом параграфе рассматриваются теоретические подходы, которые необходимо использовать для описания различных компонент межзвездной среды и солнечного ветра. Для описания течения газов обычно используются либо кинетический, либо гидродинамический подходы. При кинетическом подходе макроскопические параметры газа, состоящего из частиц сорта S (или, кратко, s -газа), могут быть выражены через интегралы от функции распределения по скоростям, $f_s(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t)$:

$$n_s = \int f_s d\mathbf{w},$$

$$\mathbf{V}_s = (\int \mathbf{w} f_s d\mathbf{w}) / n_s,$$

$$P_{s,ij} = m_s \int (w_i - V_{s,i})(w_j - V_{s,j}) f_s d\mathbf{w},$$

$$\mathbf{q}_s = 0,5 m_s \int (\mathbf{w} - \mathbf{V}_s)^2 (\mathbf{w} - \mathbf{V}_s) f_s d\mathbf{w}, \text{ (перенесены в отдельные строки из текста)}$$

где n_s и \mathbf{V}_s – концентрация и массовая скорость s -газа, $P_{s,ij}$ – компоненты тензора напряжений \mathbf{P}_s , \mathbf{q}_s – вектор потока тепла, m_s – масса отдельной частицы.

В гидродинамическом приближении для того, чтобы замкнуть гидродинамическую систему уравнений, необходимо сделать некоторые предположения при определении тензора напряжений \mathbf{P}_s и вектора притока тепла, \mathbf{q}_s . Например, выражения для \mathbf{P}_s и \mathbf{q}_s могут быть получены методом Чепмена-Энскога в предположении малости числа Кнудсена $Kn = l/L \ll 1$, где l и L – длина свободного пробега частиц и характерный размер задачи, соответственно. В нулевом приближении метод Чепмена-Энскога дает локально-Максвелловскую функцию распределения s -газа. В этом случае газ может быть рассмотрен как идеальный. Его тензор напряжений является шаровым и сводится к давлению, а вектор притока тепла является нулевым $\mathbf{q}_s = 0$.

3.1. Атомы водорода

Наибольшее космическое содержание в локальной межзвездной среде имеют атомы водорода (см. табл. 2). Эти атомы проникают глубоко в гелиосферу и эффективно взаимодействуют как с протонами солнечного ветра и захваченными протонами, так и протонами межзвездной среды. Сечения упругих столкновений атомов водорода между собой и с протонами пренебрежимо малы по сравнению с сечением резонансной перезарядки (Izmodenov et al., 2000). Таким образом, именно перезарядка является процессом, который определяет свойства атомов водорода в области интерфейса и внутри гелиосферы. Вновь рожденные в результате перезарядки атомы имеют локальные свойства плазмы в месте их рождения. Так как свойства плазмы существенно отличаются в каждой из четырех подобластей гелиосферного интерфейса, показанных на рис. 1, то H-атомы в гелиосфере удобно разделить на четыре сорта в зависимости от места их рождения. Эффективность взаимодействия атомов водорода с протонами может быть оценена через длину свободного пробега атомов в плазме. Эффективная длина свободного пробега по потере импульса частицы сорта s в t -газе (т.е. газе с частицами сорта t) может быть определена по следующей формуле: $l = m_s w_s^2 / (\delta M_{st} / \delta t)$, где w_s – индивидуальная скорость s -частицы, $\delta M_{st} / \delta t$ – скорость потери импульса s -частицы в t -газе.

В табл. 4 показаны эффективные длины свободного пробега по перезарядке атомов водорода различных сортов в различных областях гелиосферного интерфейса. Из таблицы видно, что для каждого из четырех сортов существует, по крайней мере, одна подобласть гелиосферного интерфейса, где число Кнудсена $Kn \approx 0,5-1,0$. Таким образом, для корректного описания течения H-атомов в гелиосферном интерфейсе необходимо применять кинетический подход.

Таблица. 4

Длина свободного пробега по перезарядке атомов водорода в области гелиосферного интерфейса, а.е.

Сорт/Область	В районе гелиосферной ударной волны	В районе гелиопаузы	В области между гелиопаузой и внешней у.в.	Межзвездная среда
4 (первичные межзвездные атомы)	150	100	110	870
3 (вторичные межзвездные атомы)	66	40	58	190
2 (атомы рожденные во внутреннем гелиошисе)	830	200	110	200
1 (нейтральный солнечный ветер)	16000	510	240	490

Функция распределения по скоростям для H-атомов $f_H(\mathbf{r}, \mathbf{w}_H, t)$ определяется из решения кинетического уравнения:

$$\frac{\partial f_H}{\partial t} + \mathbf{w}_H \cdot \frac{\partial f_H}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}}{m_H} \cdot \frac{\partial f_H}{\partial \mathbf{w}_H} = -f_H \int |\mathbf{w}_H - \mathbf{w}_p| \sigma f_p(\mathbf{r}, \mathbf{w}_p) d\mathbf{w}_p \quad (1)$$

$$+ f_p(\mathbf{r}, \mathbf{w}_H) \int |\mathbf{w}_H^* - \mathbf{w}_H| \sigma f_H(\mathbf{r}, \mathbf{w}_H^*) d\mathbf{w}_H^* - (v_{ph} + v_{\text{impact}}) f_H(\mathbf{r}, \mathbf{w}_H),$$

где $f_H(\mathbf{r}, \mathbf{w}_H, t)$ – функция распределения атомов водорода; $f_p(\mathbf{r}, \mathbf{w}_p, t)$ – функция распределения протонов, $\mathbf{w}_H, \mathbf{w}_p$ – индивидуальные скорости атомов и протонов, соответственно; σ – сечение перезарядки атомов

водорода на протонах; ν_{ph} – частота фотоионизации, m_H – масса атома водорода, ν_{impact} – частота ионизации электронным ударом; \mathbf{F} – равнодействующая сил солнечного гравитационного притяжения и радиационного давления.

Помимо перезарядки, в уравнении (1) учитываются и другие физические процессы, которые влияют на распределение атомов водорода в гелиосфере. Это - фотоионизация, солнечное гравитационное притяжение, радиационное давление солнечного излучения, которые влияют на распределения атомов в окрестности Солнца, а также ионизация электронным ударом, которая влияет на распределение атомов в области внутреннего гелиошиша (Baranov & Malama, 1996; Izmodenov et al., 2004). Взаимодействие H-атомов с протонами приводит к обмену массой, импульсом и энергией между этими компонентами, который учитывается в правых частях гидродинамических уравнений (2)-(4) для заряженной компоненты. Соответствующие правые части (источниковые члены) гидродинамических уравнений выражаются через интегралы от функции распределения H-атомов, которые приводятся ниже в уравнениях (5)-(7).

3.2. Заряженные компонента (протоны и электроны) межзвездной среды и солнечного ветра

Основные допущения, которые необходимо учитывать рассматривая гидродинамическое приближение для космической плазмы, были проанализированы В.Б. Барановым. В частности, в работе Baranov (2000) было сделано заключение, что и локальная межзвездная среда, и солнечный ветер могут быть описаны в рамках гидродинамического приближения. В самом деле, длина свободного пробега заряженных частиц в локальной межзвездной среде порядка 1 а.е., что много меньше характерного размера гелиосферы. Следовательно, локальная межзвездная среда является столкновительной, и для её описания может быть использовано гидродинамическое приближение.

Плазма солнечного ветра является бесстолкновительной, так как длина свободного пробега солнечных протонов и электронов по кулоновским столкновениям много больше, чем характерный размер гелиосферы – расстояние до гелиопаузы. Таким образом, гелиосферная ударная волна является бесстолкновительной. Тем не менее, гидродинамический подход применим и для бесстолкновительной плазмы в случае, если рассеяние заряженных частиц на флуктуациях магнитного поля является достаточно эффективным. В этом случае длина свободного пробега l по столкновениям заменяется l_{coll} - длиной свободного пробега по так называемым «коллективным столкновениям». При этом предполагается, что $l_{coll} \ll L$. Однако, интеграл столкновений для «коллективных процессов» является слишком сложным, чтобы на его основе вычислить коэффициенты переноса для бесстолкновительной плазмы. Обычно при моделировании гелиосферного интерфейса используется одножидкостное приближение для описания течения плазмы солнечного ветра и межзвездной среды. Определяющими уравнениями при этом являются законы сохранения массы, импульса и энергии:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{V}) = \mathbf{q}_1, \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{V})}{\partial t} + \nabla P + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \otimes \mathbf{V}) - \frac{1}{4\pi} [\text{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B}] = -\nabla P_{cr} + \mathbf{q}_2 \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} P \right) + \nabla \cdot \left(\frac{5}{2} P \mathbf{V} \right) - \mathbf{V} \cdot \nabla P = \mathbf{q}_3 - \mathbf{q}_2 \cdot \mathbf{V} - \mathbf{V} \cdot P_{cr} \quad (4)$$

Здесь $\rho = m_p(n_p + n_{pui})$; $P = P_e + P_p + P_{pui}$; P_e , P_p , P_{pui} , и P_{cr} – парциальные давления электронов, протонов, захваченных ионов и космических лучей, соответственно. \mathbf{q}_1 , \mathbf{q}_2 и \mathbf{q}_3 , – источниковые члены

массы, импульса и энергии вследствие процессов перезарядки, фотоионизации и ионизации электронным ударом, которые определяются следующими интегралами:

$$q_1 = m_p n_H (v_{ph} + v_{impact}) \quad (5)$$

$$\mathbf{q}_2 = m_p \int (v_{ph} + v_{impact}) \mathbf{v}_H f_H(\mathbf{v}_H) d\mathbf{v}_H + m_p \iint u \sigma_{ex}^{HP}(u) (\mathbf{w}_H - \mathbf{w}_p) f_H(\mathbf{w}_H) (f_p(\mathbf{w}_p) + f_{pui}(\mathbf{w}_p)) d\mathbf{w}_H d\mathbf{w}_p \quad (6)$$

$$q_3 = m_p \int (v_{ph} + v_{impact}) \frac{\mathbf{w}_H^2}{2} f_H(\mathbf{w}_H) f_p(\mathbf{w}_p) d\mathbf{w}_p d\mathbf{w}_H + m_p \iint u \sigma_{ex}^{HP}(u) \frac{\mathbf{w}_H^2 - \mathbf{w}_p^2}{2} f_H(\mathbf{w}_H) (f_p(\mathbf{w}_p) + f_{pui}(\mathbf{w}_p)) d\mathbf{w}_p d\mathbf{w}_H \quad (7)$$

Здесь f_p – локально Максвелловская функция распределения протонов солнечного ветра и ЛМС по скоростям, f_{pui} – функция распределения захваченных ионов, которая может быть получена из решения кинетического уравнения для захваченных ионов, или на основе упрощающего предположения о мгновенной ассимиляции захваченных ионов в плазмы солнечного ветра.

Для того, чтобы замкнуть систему уравнений (2)-(4), к ней необходимо добавить уравнение индукции магнитного поля

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = rot[\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \quad (8)$$

Такая форма уравнения следует из классического закона Ома в случае идеальной проводимости: $\mathbf{E} = -1/c[\mathbf{V} \times \mathbf{B}]$.

Систему уравнений (2)-(8) для одножидкостного приближения можно получить, суммируя уравнения баланса массы, импульса и энергии для электронов, протонов и захваченных ионов. При этом необходимо делать ряд упрощающих предположений, которые обсуждаются в работах Baranov and Fahr (2003a, 2003b) and Florinski et al. (2003). Уравнения идеальной МГД с правыми частями q_1 , \mathbf{q}_2 , q_3 совместно с кинетическим уравнением (1) были решены Алексашовым и др. (2000) для частного случая, когда межзвездное магнитное поле параллельно скорости относительного движения Солнца и межзвездной среды, а также Измоденовым и др. (Izmodenov et al., 2005) в случае, когда направление магнитного поля составляет 45° к направлению набегающего (в системе координат связанной с Солнцем) потока межзвездной среды.

Для того чтобы получить классическую систему гидродинамических уравнений для гелиосферного интерфейса, необходимо в уравнениях (3) и (4) опустить все члены, содержащие магнитные и электрические поля. В этом случае система уравнений (2)-(4) совместно с кинетическим уравнением (1) и выражениями (5)-(7) для источниковых членов q_1 , \mathbf{q}_2 , и q_3 , являются замкнутой системой уравнений.

3.3. Захваченные ионы

Для изучения эволюции захваченных ионов во внешней гелиосфере и гелиосферном интерфейсе необходимо понимать процесс ассимиляции заряженной частицы в плазму, обладающую магнитным полем. Сразу после своего рождения под действием электромагнитного поля захваченный ион начинает вращаться по циклоидальной траектории с дрейфующим со скоростью солнечного ветра ведущим центром. Радиус вращения (гирорадиус) частицы много меньше, чем характерный размер задачи, так что функцию распределения возможно усреднить по гиротропному движению. Начальное круговое распределение захваченных ионов является неустойчивым. Основными процессами, которые определяют

эволюцию функции распределения, являются: рассеяние по питч-углам, конвекция, адиабатическое охлаждение в расширяющемся солнечном ветре, инжекция вновь рожденных атомов, диффузия в пространстве энергий при взаимодействии с электромагнитными волнами, распространяющимися в солнечном ветре и генерируемыми как самими захваченными ионами, так и в результате плазменных различных неустойчивостей в солнечном ветре.

Наиболее полная форма кинетического уравнения, описывающая изменение гиротропной функции распределения захваченных ионов $f_{\text{pui}} = f_{\text{pui}}(t, \mathbf{r}, v, \mu)$ в плазме солнечного ветра, движущейся со скоростью \mathbf{V}_{sw} , приведена, например, в работах Изенберга (Isenberg, 1997) и Чалова и Фара (Chalov & Fahr, 1998). f_{pui} является функцией модуля скорости солнечного ветра в системе координат, связанной с солнечным ветром, а также функцией косинуса питч-угла μ .

В параграфе 5 будет показано, что предположение о мгновенной ассимиляции захваченных ионов в плазму солнечного ветра приводит к резкому росту температуры плазмы с увеличением гелиоцентрического расстояния. Так как такое увеличение не наблюдается, то ясно, что солнечный ветер и захваченные ионы являются двумя отдельными компонентами вплоть до гелиосферной ударной волны. Однако измерения температуры солнечного ветра на космическом аппарате VOYAGER-2 показывают меньший спад температуры по сравнению с тем, что следует ожидать вследствие адиабатического охлаждения. Наблюдаемый профиль температуры может объясняться с разогревом солнечного ветра волнами, которые генерируются захваченными ионами (Williams et al., 1995; Smith et al., 2001). Различные аспекты эволюции захваченных ионов были рассмотрены в литературе (см., например, Chalov and Fahr, 1999; и обзоры Zank, 1999; Fichtner, 2001). Заметим, что до настоящего времени детальное описание процесса захвата и переноса захваченных ионов в солнечном ветре не рассматривалось ни в одной глобальной модели гелиосферного интерфейса (см., однако, Malama et al., 2006).

3.4. Космические лучи

Космические лучи связаны с течением плазмы посредством рассеяния на электромагнитных волнах в плазме. На космические лучи действуют процессы конвективного переноса и диффузии на неоднородностях магнитного поля, распространяющихся в плазме. Как аномальная, так и галактическая компоненты космических лучей могут рассматриваться как высокоэнергетичные популяции с пренебрежимо малой массовой плотностью (по сравнению с плотностью плазмы), но значительной (не пренебрежимо малой) плотностью энергии. На гидродинамическом уровне описания влияние космических лучей на течение несущей плазменной компоненты выражается через градиент давления космических лучей ∇P_c , и перенос энергии от несущей фазы к космическим лучам с частотой $\mathbf{V} \cdot \nabla P_c$. Давление космических лучей определяется формулой:

$$P_c(\mathbf{r}, t) = \frac{4\pi}{3} \int_0^\infty f_c(r, p, t) w p^3 dp,$$

где $f_c(\mathbf{r}, p, t)$ - изотропная функция распределения космических лучей.

Уравнение переноса космических лучей имеет следующую форму (см., например, Fichtner, 2001):

$$\frac{\partial f_c}{\partial t} = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left(p^2 D \frac{\partial f_c}{\partial p} \right) + \nabla \cdot (\mathbf{K} \nabla f_c) - \mathbf{V} \cdot \nabla f_c + \frac{1}{3} (\nabla \cdot \mathbf{V}) \frac{\partial f_c}{\partial \ln p} + S(\mathbf{r}, p, t) \quad (9)$$

Здесь p - модуль импульса частицы; D - коэффициент диффузии в пространстве скоростей, который часто в моделях полагается равным нулю; \mathbf{K} - тензор определяющий пространственную

диффузию; $\mathbf{V} = \mathbf{U} + \mathbf{V}_{drift}$ - скорость конвекции; \mathbf{U} - массовая скорость плазмы; \mathbf{V}_{drift} - скорость дрейфа в гелиосферном или межзвездном магнитном поле, и $S(\mathbf{r}, p, t)$ - источниковый член.

На гидродинамическом уровне описания уравнение переноса космических лучей может быть проинтегрировано и записано в виде:

$$\frac{\partial P_c}{\partial t} = \nabla[\mathbf{K}\nabla P_c - \gamma_c(\mathbf{U} + \mathbf{U}_{dr})P_c] + (\gamma_c - 1)\mathbf{U} \cdot \nabla P_c + Q_{acr, pui}(\mathbf{r}, t) \quad (10)$$

При выводе уравнения (10) предполагалось, что $D = 0$; U_{dr} - осредненная по функции распределения дрейфовая скорость; γ - индекс политропы; и $Q_{acr, pui}$ - коэффициент притока энергии, описывающий получение энергии АКЛ от захваченных ионов. Chalov and Fahr (1996, 1997) записали коэффициент $Q_{acr, pui}$ в виде $Q_{acr, pui} = -\alpha p_{pui} \nabla \cdot \mathbf{U}$, где α - коэффициент, определяющий интенсивность инъекции. Этот коэффициент определяется свойствами плазмы (Chalov and Fahr, 1997). Для ГКЛ коэффициент α полагается равным нулю, так как источники ГКЛ находятся вне гелиосферы

4. Обзор современных моделей гелиосферного интерфейса

Спустя более 40 лет после появления первых моделей взаимодействия солнечного ветра с локальной межзвездной средой, численной модели, самосогласованно учитывающей все компоненты солнечного ветра и межзвездной среды, до сих пор не построено. В течение последних лет произошел существенный прогресс в этом направлении. Большое количество работ посвящено изучению влияния отдельных (или нескольких) компонент на структуру гелиосферного интерфейса и на распределения других компонент.

Влияние магнитного поля рассматривалось в работах (Fujimoto and Matsuda, 1991), (Baranov and Zaitsev, 1995), (Myasnikov, 1997) в осесимметричном случае, и в работах (Ratkiewicz et al., 1998, 2000), (Linde et al., 1998), (Pogorelov and Matsuda, 1998), (Tanaka and Washimi, 1999), (Opher et al., 2003, 2004) в трехмерном случае. Зависимость параметров солнечного ветра от гелиошироты рассматривалась в работе (Pauls & Zank, 1997). Влияние солнечного цикла на структуру гелиосферного интерфейса исследовалось в работах (Steinolfson, 1994), (Pogorelov, 1995), (Karmesin et al., 1995), (Baranov and Zaitsev, 1998), (Wang and Belcher, 1999), (Zaitsev and Izmodenov, 2001) в осесимметричном случае, и в работе (Tanaka and Washimi, 1999) в случае трехмерной геометрии. Несмотря на множество интересных эффектов, которые были обнаружены и обсуждаются в этих работах, ни в одной из них не учитывается влияние межзвездных H-атомов, или делаются существенные упрощения относительно этой компоненты. Так, например, в работе (Linde et al., 1998) скорость и температура H-атомов предполагались постоянными во всей области гелиосферного интерфейса.

Так как вся имеющаяся экспериментальная информация о гелиосферном интерфейсе связана с межзвездными атомами или с захваченными ионами и АКЛ - т.е. с частицами, которые рождаются из H-атомов, - то в настоящем обзоре будут рассматриваться только те модели гелиосферного интерфейса, в которых учитывается (самосогласованно) влияние H-атомов на заряженную компоненту. Такие модели можно разделить на два типа. В моделях первого типа (табл. 5) используются упрощенные одножидкостные или многожидкостные подходы для описания течения H-атомов. В моделях второго типа используется кинетический подход. Развитие одножидкостных и многожидкостных моделей для описания течения атомов водорода связано с возможностью простой численной реализации. Такое использование жидкостных подходов не является правильным и приводит к неверным результатам (Alexashov & Izmodenov, 2005). Результаты одной из наиболее сложных многожидкостных моделей

(Zank et al., 1996) сравнивались Барановым и др. (Baranov et al., 1998) с результатами, полученными на основе кинетической модели Баранова и Маламы (Baranov and Malama, 1993). Сравнение показало не только количественное, но и качественное отличие результатов двух моделей. Более детальное сравнение кинетических и различных многожидкостных моделей было проведено в работе Alexashov & Izmodenov (2005).

Общей чертой ряда работ (Wang & Belcher, 1999; Zank et al., 1996, Liewer et al. 1995; Baranov and Malama, 1993; Mueller et al., 2000; Myasnikov et al., 2000a, 2000b; Aleksashov et al., 2000, 2004; Izmodenov et al. 2003a, 2003b; Izmodenov et al., 2004; Izmodenov and Malama, 2004a, 2004b; Izmodenov et al. 2005a, 2005b) является то, что во всех этих моделях протоны, электроны, и захваченные ионы рассматриваются в рамках одножидкостного приближения. Основным преимуществом такого подхода является его простота, так как в этом случае не возникает необходимости решать сложное кинетическое уравнение для функции распределения захваченных ионов. Ключевым предположением при этом является гипотеза о мгновенной ассимиляции захваченных ионов в солнечный ветер. Другими словами, предполагается, что вновь рожденный захваченный ион становится неотличим от протонов солнечного ветра мгновенно после ионизации. Другим существенным допущением является равенство электронной и протонной температур, $T_e = T_p$. Для квазинейтральной плазмы ($n_p + n_{pui} = n_e + o(n_e)$) это означает, что давление электронов составляет половину от общего давления плазмы ($P = n_e k T_e + (n_p + n_{pui}) k T_p \approx 2 n_e k T_e = 2 P_e$).

Для одножидкостных моделей солнечного ветра существенным является тот факт, что в них предполагается эффективное взаимодействие захваченных ионов с электромагнитными волнами солнечного ветра, так что захваченные ионы ассимилируются в солнечный ветер почти мгновенно. Однако, как обсуждалось ранее, наблюдения на космическом аппарате VOYAGER-2 показывают, что предположение о быстрой и полной ассимиляции не выполняется. Следовательно, захваченные ионы образуют отдельную компоненту заряженных частиц. При этом ясно, что компонента, состоящая из захваченных ионов, будет иметь такую же массовую скорость, как и солнечный ветер. В работе (Isenberg, 1986) солнечный ветер рассматривался на основе трехжидкостного приближения (протоны, электроны и захваченные ионы). Ключевым в этой модели является предположение о равенстве скоростей протонов солнечного ветра и захваченных ионов ($V_p = V_{pui}$). Предполагалось также, что обмен тепловой энергией между протонами солнечного ветра и захваченными ионами отсутствует. В этом приближении определяющей системой уравнений является система, состоящая из двух уравнений неразрывности для протонов и захваченных ионов, одного уравнения движения общего для всех трех компонент, и трех уравнений, выражающих законы сохранения энергии для протонов солнечного ветра, электронов и захваченных ионов. Заметим, что в работе использовалась упрощенная форма источниковых членов, предложенная в (Holzer, 1972). Модель применялась для расчетов исключительно в области сверхзвукового солнечного ветра.

Таблица. 5.

Многокомпонентные модели взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой

Ссылка/Компонента	ГКЛ	АКЛ	Межзв. магн. поле	Гелиосф. магн. поле	Зависимость солнечного ветра от широты	Влияние солнечно. цикла	Захваченные ионы	Н-атомы
МНОГОЖИДКОСТНЫЕ МОДЕЛИ ДЛЯ Н-АТОМОВ								
Liewer et al., 1995	—	—	—	—	—	+	Одножидк.	Одножидк.
Zank et al., 1996	—	—	—	—	—	—	Одножидк.	Трехжидкост.

Pauls and Zank, 1997	—	—	—	—	+	—	Одножидк.	Одножидк.
Wang and Belcher, 1999	—	—	—	—	—	+	Одножидк.	Одножидк.
Fahr et al., 2000	+	+	—	—	—	—	Двухжидкост.	Одножидк.
Scherer and Fahr, 2003	+	+	—	—	—	+	Двухжидкост.	Одножидк.
КИНЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ДЛЯ Н-АТОМОВ								
Osterbart and Fahr, 1992	—	—	—	—	—	—	Нет захвач. ионов	Не самосогл.
Mueller et al., 2000	—	—	—	—	—	—	Одножидк.	Примечание 1
Модели, разработанные в МГУ и ИПМех РАН								
Baranov and Malama, 1993	—	—	—	—	—	—	Одножидк.	Примечание 2
Myasnikov et al, 2000a,b	+	—	—	—	—	—	Одножидк.	Примечание 2
Aleksashov et al, 2000	—	—	+	—	—	—	Одножидк.	Примечание 2
Izmodenov et al., 2003a	—	—	—	—	—	+	Одножидк.	Примечание 2
Alexashov et al., 2004	—	+	—	—	—	—	Одножидк.	Примечание 2
Izmodenov and Malama, 2004a,b, Izmodenov et al., 2005a	—	—	—	—	—	+	Одножидк.	Примечание 2
Izmodenov et al, 2005b	—	—	+	—	—	—	Одножидк.	Примечание 2
Malama et al., 2005	—	—	—	—	—	—	Кинетич. подход	Примечание 2

Примечание 1: Для решения кинетического уравнения использовался метод аналогичный имитационному методу Монте-Карло; Примечание 2: Использовался Метод Монте-Карло с расщеплением траекторий.

Еще одна двухжидкостная модель солнечного ветра и захваченных ионов была рассмотрена в работе Fahr et al. (2000). В этой модели предполагается, что массовая скорость газа, состоящего из захваченных ионов, совпадает со скоростью солнечного ветра. Давление захваченных ионов в этой модели вычисляется в предположении прямоугольной формы для изотропной функции захваченных ионов. В этом случае давление может быть выражено через плотность захваченных ионов и массовую скорость:

$$P_{pui} = \rho_{pui} V_{sw}^2 / 5. \quad (11)$$

В работе Фара и др. (Fahr et al., 2000) также учитывается влияние АКЛ и ГКЛ. Космические лучи рассматриваются как две отдельные безмассовые жидкости. Таким образом, система уравнений, определяющая модель, состоит из:

- 1) одножидкостных уравнений для смеси протонов, электронов и захваченных ионов,
- 2) уравнения неразрывности для захваченных ионов,
- 3) уравнений переноса для АКЛ и ГКЛ.

Влияние космических лучей на плазмы учитывалось добавлением членов $-\nabla(P_{ACR} + P_{GCR})$ и $-\mathbf{V} \cdot \nabla(P_{ACR} + P_{GCR}) - \alpha P_{pui} \nabla \cdot (\mathbf{V})$ в правых частях уравнений движения и энергии, соответственно. Приближение, используемое в описанной модели, является достаточно грубым, так как при

предположении о прямоугольной форме функции распределения пренебрегается такими важными физическими процессами, как адиабатическое охлаждение, стохастическое ускорение, перезарядка на Н-атомах в области гелиосписа. В дополнение к этому в работе использовалось простое одножидкостное приближение для межзвездных атомов водорода. В МГУ и ИПМех РАН разработана многокомпонентная модель, которая свободна от этих ограничений (Malama et al., 2006). В этой модели кинетическое уравнение для Н-атомов решается совместно с уравнением баланса массы, импульса и энергии для всех заряженных компонент, а также кинетическим уравнением для захваченных ионов.

5. Самосогласованная двухкомпонентная модель гелиосферного интерфейса и ее развитие

Впервые самосогласованная модель взаимодействия солнечного ветра с двухкомпонентной (плазменная компонента и Н-атомы) локальной межзвездной средой была разработана Барановым и Маламой (Baranov and Malama, 1993). В этой модели межзвездный ветер рассматривался как плоскопараллельный однородный поток, а солнечный ветер - как сверхзвуковой сферически-симметричный на орбите Земли. При таких граничных условиях гелиосферный интерфейс имеет осесимметричную форму. В модели предполагалось, что заряженная и нейтральная компоненты взаимодействуют главным образом посредством перезарядки. Процессы фотоионизации, солнечной гравитации и радиационного давления, влияющие на распределение Н-атомов в окрестности (< 10 - 15 а.е.) Солнца также учитывались в модели.

Для описания нейтральной компоненты использовался кинетический подход, а для заряженной компоненты - гидродинамический. Кинетическое уравнение (1) для Н-атомов решалось совместно с уравнениями Эйлера (2)-(4) для заряженной компоненты. Влияние Н-атомов учитывалось в правых частях уравнений (2)-(4), содержащих источникные члены q_1 , q_2 , q_3 , являющиеся интегралами (5)-(7) от функции распределения атомов водорода $f_H(V_H)$. Источникные члены вычислялись методом Монте-Карло с расщеплением траекторий (Malama, 1991). Система, состоящая из кинетического уравнения и уравнений Эйлера, решалась методом глобальных итераций, предложенным Барановым и др. (Baranov et al., 1991). Сверхзвуковые граничные условия принимались для невозмущенной межзвездной среды и солнечного ветра на орбите Земли. Функция распределения Н-атомов в невозмущенной ЛМС принималась максвелловской. Результаты, полученные на основании этой модели, обсуждаются ниже.

5.1. Заряженная компонента

Межзвездные атомы сильно влияют на положение ударных волн, а, следовательно, и на распределения параметров Н-атомов и плазмы в гелиосферном интерфейсе. В двухкомпонентной модели с учетом влияния Н-атомов, гелиосферный интерфейс находится много ближе к Солнцу, по сравнению с моделью, в которой нейтралы не учитывались (рис. 2). При этом гелиосферная ударная волна принимает форму близкую к сферической. Диск Маха и сложная ударная структура в хвостовой области, состоящая из отраженной ударной волны (RS) и тангенциального разрыва, исчезают в модели, учитывающей Н-атомы.

Сверхзвуковые течения плазмы в областях перед гелиосферной и внешней ударными волнами становятся возмущенными вследствие перезарядки. Действительно, течение сверхзвукового солнечного ветра возмущено вследствие перезарядки солнечных протонов на межзвездных атомах. Вновь рожденные в результате перезарядки протоны захватываются магнитным полем солнечного ветра. В модели Баранова-Маламы предполагается, что захваченные ионы мгновенно ассимилируются в плазму

солнечного ветра, то есть становятся неотличимыми от оригинальных солнечных протонов. Поэтому солнечные протоны и захваченные ионы рассматриваются как одна компонента. Концентрация, скорость, температура и число Маха плазменной компоненты показаны на рис. 3А. Влияние перезарядки на параметры солнечного ветра значительно: в окрестности гелиосферной ударной волны солнечный ветер теряет 15-30 % своей скорости, его концентрация увеличивается на 20-50 %, а температура вырастает в 5-8 раз в зависимости от параметров межзвездной среды.

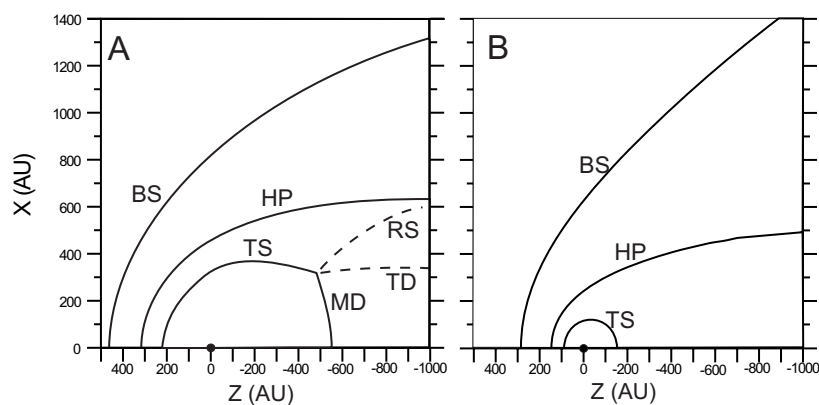


Рис. 2. На рисунке показано влияние межзвездных атомов водорода на размер и структуру гелиосферного интерфейса. (А) Гелиосферный интерфейс в случае полностью ионизованной ЛМС, (В) случай частично-ионизованной ЛМС. BS – внешняя ударная волна, HP – гелиопауза, TS – гелиосферная ударная волна, MD – диск Маха, TD – тангенциальный разрыв, RS – отраженная ударная волна.

В случае с нейтралами межзвездная плазма становится возмущенной в области перед внешней ударной волной. Это происходит в результате процесса перезарядки межзвездных протонов на вторичных атомах водорода, которые рождаются в солнечном ветре, а затем, благодаря большим длинам свободного пробега, переносятся в область межзвездной среды перед гелиосферной ударной волной. Перезарядка протонов на вторичных атомах приводит к нагреву межзвездной среды в области перед внешней ударной волной на 40-70 %, а также к торможению межзвездного ветра на 15-30 % (рис. 3В). Число Маха перед ударной волной уменьшается, и для некоторого диапазона параметров межзвездной среды ($n_{H, LISM} \gg n_{p, LISM}$) внешняя ударная волна может исчезать. Сплошные линии на рис. 3В соответствуют малой степени ионизации ЛМС ($n_p/(n_p + n_H) = 1/6$). В этом случае внешняя ударная волна практически исчезает.

Межзвездные атомы существенно влияют и на течение заряженной компоненты в области внутреннего гелиошиша между гелиосферной ударной волной и гелиопаузой. В случае чистой газовой динамики (т.е. в модели без учета H-атомов) плотность и температура плазмы за гелиосферной ударной волной примерно постоянны. Однако процесс перезарядки приводит к значительному увеличению концентрации плазмы и уменьшению ее температуры при приближении к гелиопаузе (рис. 3С). Процесс ионизации электронным ударом также приводит к изменению течения плазмы во внутреннем гелиошише. В частности, ионизация электронным ударом приводит к росту плотности плазмы во всей области между гелиосферной ударной волной и гелиопаузой (Baranov and Malama, 1996; Izmodenov et al., 2004). Учет влияния межзвездных H-атомов на течение плазмы в области внутреннего гелиошиша является важным с точки зрения корректной интерпретации излучения в килогерцовом диапазоне, которое наблюдается на космических аппаратах VOYAGER (Gurnett et al., 1993; Gurnett and Kurth, 1996; Treumann et al. 1998), а также планируемых в настоящее время измерений гелиосферных энергичных атомов (Gruntman et al., 2001; космический проект НАСА IBEX; <http://www.ibex.swri.edu>).

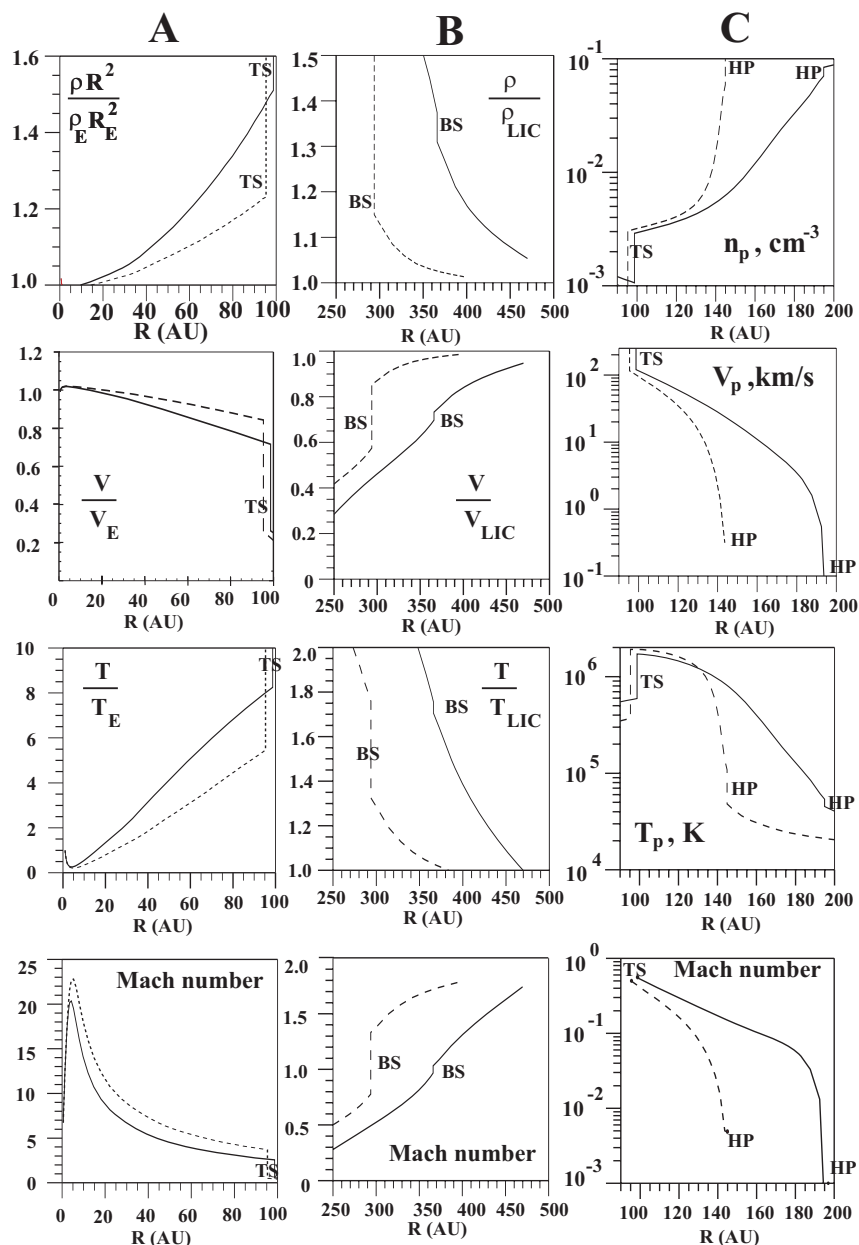


Рис. 3. На рисунке показаны плотность плазмы, ее скорость, температура и число Маха в сверхзвуковом солнечном ветре до гелиосферной ударной волны (А), в межзвездной среде до внешней ударной волны (В), в области внутреннего гелиошифта (С). Распределения показаны в направлении к набегающему потоку. Сплошные линии соответствуют $n_{H,LIC} = 0,2 \text{ см}^{-3}$, $n_{P,LIC} = 0,04 \text{ см}^{-3}$. Пунктирные линии соответствуют $n_{H,LIC} = 0,14 \text{ см}^{-3}$, $n_{P,LIC} = 0,10 \text{ см}^{-3}$. В обоих расчетах скорость межзвездной среды и ее температура полагались: $V_{LIC} = 25,6 \text{ км/с}$, $T_{LIC} = 7000 \text{ К}$. (Izmodenov, 2000).

5.2. Атомы водорода

Процесс перезарядки приводит также к существенному изменению параметров межзвездных атомов при их прохождении через гелиосферный интерфейс. Рожденные в процессе перезарядки атомы приобретают скорость протона - партнера по перезарядке. Таким образом, функция распределения вновь рожденных атомов зависит от локальных свойств плазмы в области их рождения. Так как область гелиосферного интерфейса разделена двумя ударными волнами и гелиопаузой на четыре подобласти, то удобно различать четыре сорта атомов в зависимости от подобласти их рождения. *Сорт 1* образуется из атомов, которые родились в области сверхзвукового солнечного ветра до гелиосферной ударной волны

(область 1). *Сорт 2* состоит из атомов, рожденных в области внутреннего гелиошиса, между гелиосферной ударной волной и гелиопаузой (область 2). *Сорт 3* - из атомов, рожденных в области внешнего гелиошиса – возмущенного межзвездного ветра между гелиопаузой и внешней ударной волной. Н-атомы, которые родились в невозмущенной ЛМС, будем приписывать к *четвертому сорту*. На рисунке 4 показаны плотности и массовые скорости четырех введенных сортов Н-атомов в зависимости от гелиоцентрического расстояния. Функцию распределения Н-атомов $f_H(\mathbf{w}_H, \mathbf{r})$ можно представить как сумму функций распределения введенных сортов: $f_H = f_{H,1} + f_{H,2} + f_{H,3} + f_{H,4}$. Метод Монте-Карло позволяет рассчитать функции распределения для каждого из этих четырех сортов. Функции распределения атомов водорода были вычислены и приведены для 12 характерных точек гелиосферного интерфейса в работах (Izmodenov, 2001), (Izmodenov et al., 2001). В качестве примера на рис. 5 показаны функции распределения четырех сортов Н-атомов в окрестности гелиосферной ударной волны по направлению к набегающему потоку межзвездной среды. Заметим, что функция распределения Н-атомов в гелиосфере были также вычислены в работе (Mueller et al., 2000). Однако, используемый в этой работе метод расчета функции распределения Н-атомов (Lipatov et al., 1998), аналогичный прямому имитационному методу Монте-Карло, не позволяет разделять Н-атомы на сорта, и, как следствие, статистическая погрешность таких расчетов существенно больше.

Оригинальные (или первичные) межзвездные атомы сорта 4 претерпевают существенную фильтрацию (т.е. происходит уменьшение их концентрации) в гелиосферном интерфейсе перед тем, как они достигают гелиосферной ударной волны (рис. 4а). В процессе прохождения через гелиосферный интерфейс, перезарядка происходит более интенсивно на атомах, обладающих меньшими скоростями, чем на относительно «быстрых» атомах. Это связано с тем, что длина свободного пробега у «медленных» атомов меньше. Этот кинетический эффект, называемый в литературе «селекцией», приводит к отклонению функции распределения первичных атомов от максвелловской (рис. 5а). В результате «селекции» происходит так называемое эффективное ускорение первичных Н-атомов в области гелиосферного интерфейса, т.е. увеличение на 10 % средней массовой скорости первичных Н-атомов в области между ЛМС и гелиосферной ударной волной (рис. 4С).

Вторичные межзвездные атомы (сорт 3) рождаются в возмущенной межзвездной среде вследствие перезарядки первичных атомов на протонах в области внешнего гелиошиса (между гелиопаузой и гелиосферной ударной волной). Протоны в свою очередь попадают во внешний гелиошис, проходя через внешнюю ударную волну, на которой происходит их нагрев и торможение до дозвуковых скоростей. Как следствие, атомы сорта 3 имеют меньшую скорость и большую температуру по сравнению с первичными межзвездными атомами. Средняя массовая скорость атомов этого сорта в окрестности гелиосферной ударной волны составляет -18-19 км/с. (Знак «минус» означает, что атомы движутся по направлению к Солнцу.) Меньшая скорость вторичных атомов приводит к образованию так называемой *водородной стенки*, которая была предсказана теоретически в работе Baranov et al. (1991) и обнаружена при интерпретации спектров поглощения в направлении звезды Альфа-Центавра (Linsky and Wood, 1996). В области сверхзвукового солнечного ветра до гелиосферной ударной волны концентрации первичных и вторичных межзвездных атомов имеют один порядок (рис. 4А, штриховые линии), но могут меняться в зависимости от степени ионизации ЛМС, принимаемой в модели. В работе Izmodenov et al. (1999b) было показано, что относительное космическое содержание вторичных межзвездных атомов внутри гелиосферной ударной волны является большим для моделей с большей концентрацией протонов с ЛМС.

Из рис. 5B видно, что функция распределения по скоростям для этого сорта также не является максвелловской. Причина крутого обрывистого характера функции распределения при $V_z > 0$ в том, что частицы с положительными скоростями V_z могут достигнуть гелиосферной ударной волны только из хвостовых частей гелиосферы.

В работе (Izmodenov et al., 2001) функции распределения различных компонент были вычислены для точек, находящихся в различных направлениях по отношению к набегающему потоку. Было показано, что функции распределения первичных и вторичных межзвездных атомов содержат характерные детали, которые меняются в зависимости от направления по отношению к набегающему потоку ЛМС. Эти детали в функции распределения отражают в себе глобальную геометрическую структуру гелиосферного интерфейса. Таким образом, было показано, что функция распределения H-атомов может являться хорошей диагностикой глобальной структуры гелиосферного интерфейса.

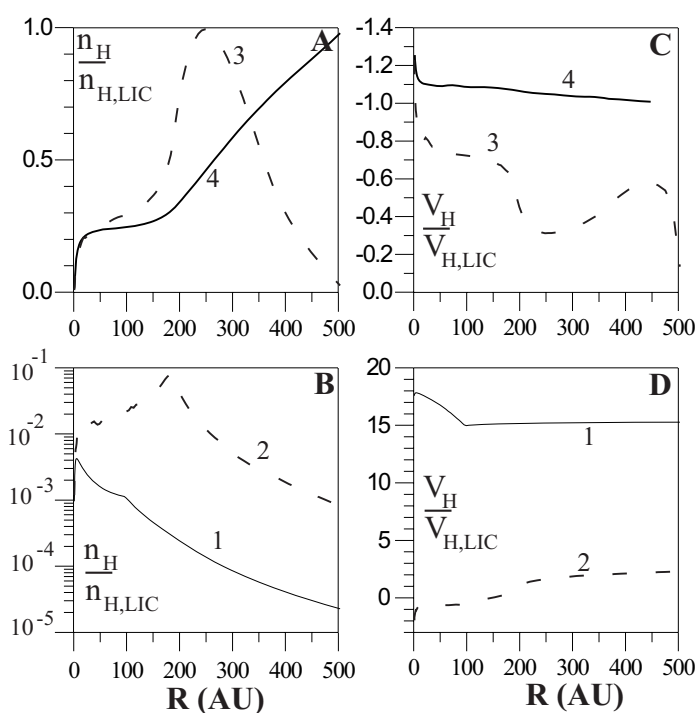


Рис. 4. Концентрации и скорости четырех сортов атомов водорода в гелиосферном интерфейсе как функции гелиоцентрического расстояния в направлении к набегающему потоку ЛМС. Кривые 1 соответствуют атомам рожденным в области сверхзвукового солнечного ветра (сорт 1), кривые 2 – атомам рожденным в области внутреннего гелиошиса (сорт 2), кривые 3 – атомам рожденным в области возмущенной межзвездной среды – внешнего гелиошиса (сорт 3). Кривые 4 соответствуют первичным межзвездным атомам. Концентрации отнесены к концентрации нейтралов в ЛМС $n_{H,LIC}$, а скорости отнесены к скорости движения ЛМС относительно Солнца, V_{LIC} . При расчетах предполагалось, что $n_{H,LIC}=0,2 \text{ см}^{-3}$, $n_{p,LIC}=0,04 \text{ см}^{-3}$ (Izmodenov et al., 2001).

Еще один сорт H-атомов в гелиосферном интерфейсе (сорт 2) образуется из **атомов, рожденных в области внутреннего гелиошиса**. Атомы этого сорта образуются из горячих протонов и захваченных ионов солнечного ветра, сжатого в гелиосферной ударной волне. Концентрация H-атомов этого сорта на порядок меньше по сравнению с концентрациями сортов 3 и 4 (первичных и вторичных межзвездных атомов), поэтому H-атомы сорта 2 не влияют на интерпретацию экспериментов по рассеянному Лайман-альфа излучению и захваченных ионов внутри гелиосферы. Однако, как было показано в работе (Chalov and Fahr, 2003), перезарядка атомов этого сорта на протонах солнечного ветра может приводить к образованию хвостов функции распределения захваченных ионов, измеряемых на одной или нескольких астрономических единицах в периоды малой солнечной активности. (Quemerais and Izmodenov, 2002) показали, что часть атомов сорта 2 все-таки может быть обнаружена в «хвостах» спектров рассеянного

солнечного Лайман-альфа излучения благодаря значительному доплеровскому сдвигу, которым обладает солнечный фотон, рассеянный на атоме этого сорта.

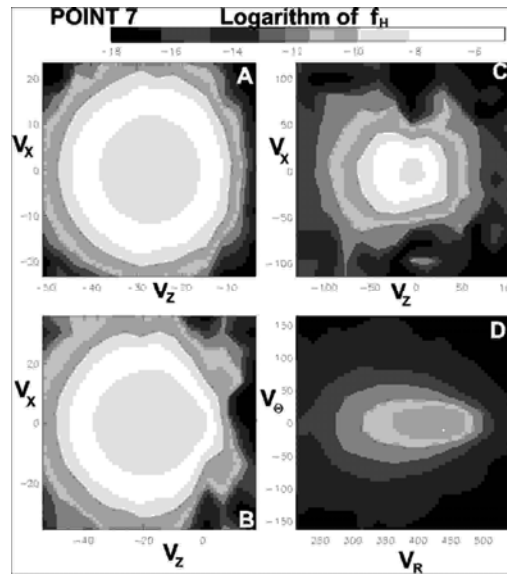


Рис. 5. Функции распределения четырех сортов Н-атомов в окрестности гелиосферной ударной волны по направлению к набегающему потоку ЛМС: (А) первичные межзвездные атомы, (В) вторичные межзвездные атомы, (С) атомы, рожденные в области внутренней гелиосферы, (D) атомы, рожденные в сверхзвуковом солнечном ветре. V_z – проекция вектора скорости на ось параллельную вектору скорости относительного движения Солнца и ЛМС, V_{LIC} . Отрицательные значения V_z означают приближение к Солнцу. V_x – радиальная компонента вектора проекции скорости на плоскость перпендикулярную вектору V_{LIC} . На рисунке V_z, V_x показаны в км/сек. В расчетах предполагалось, что $n_{H,LIC} = 0,2 \text{ см}^{-3}$, $n_{p,LIC} = 0,04 \text{ см}^{-3}$. (Izmodenov et al., 2001).

Обладая большими энергиями и длинами свободного пробега, часть атомов сорта 2 проникает в области вверх по потоку ЛМС от внешней ударной волны. Перезарядка Н-атомов на межзвездных протонах приводит к возмущению сверхзвукового потока ЛМС на больших гелиоцентрических расстояниях. В сверхзвуковом солнечном ветре внутри гелиосферной ударной волны Н-атомы второго сорта распространяются свободно, без изменений их свойств. Таким образом, будучи измеренными на 1 а.е. атомы сорта 2 явились бы важным источником информации о свойствах плазмы в месте их рождения, то есть в области внутреннего гелиошиса. В настоящее время существуют планы по прямому измерению атомов этого сорта на космических аппаратах следующего поколения, таких как планируемый к запуску в 2008 году космический аппарат IBEX (Interstellar Boundary Explorer; <http://ibex.swri.edu>).

Последним из четырех введенных сортов гелиосферных Н-атомов является сорт 1, который состоит из **атомов рожденных в области сверхзвукового солнечного ветра**. Концентрация атомов этого сорта имеет максимум на расстоянии ~ 5 а.е. На этом расстоянии концентрация атомов сорта 1 на два порядка меньше, чем концентрации атомов межзвездных сортов. За гелиосферной ударной волной концентрация атомов этого сорта падает как $\sim 1/r^2$, где r – гелиоцентрическое расстояние (кривая 1 на рис. 4В). Средняя массовая скорость атомов этого сорта составляет 450 км/с, что соответствует скорости сверхзвукового солнечного ветра. Функция распределения по скоростям Н-атомов сорта 1 также не является максвелловской (рис. 5D). Увеличенный «хвост» в функции распределения связан с эффектом торможения сверхзвукового солнечного ветра до прохождения им гелиосферной ударной волны.

Атомы сорта 1, также как и атомы сорта 2, свободно пересекают область гелиосферного интерфейса и перезаряжаются на межзвездных протонах в области вверх по потоку от внешней ударной волны. В результате происходит нагрев и замедление сверхзвукового потока межзвездной среды. Вследствие этого число Маха уменьшается в ЛМС перед ударной волной.

В модели Баранова-Маламы учитываются только две компоненты межзвездной среды: заряженная (протоны и электроны) и нейтральная (H-атомы). Однако как было сказано выше, в гелиосферном интерфейсе необходимо оценить возможное влияние других компонент. Далее, в этом параграфе, рассматривается влияние различных компонент и физических процессов на структуру гелиосферного интерфейса.

5.3. Влияние межзвездных ионов гелия и альфа-частиц солнечного ветра

Благодаря успешным измерениям внутри гелиосферы параметров межзвездных атомов гелия (Witte et al., 1996; Witte, 2004) на космическом аппарате ULYSSES (прибор – GAS), захваченных ионов гелия (Gloeckler & Geiss, 2001; Gloeckler et al., 2004) на космических аппаратах ULYSSES и ACE (прибор – SWICS), а также определению степени ионизации гелия в ЛМС (Wolff et al., 1999), стало возможно определить плотность ионов гелия в ЛМС. Оказалось, что концентрация ионов гелия находится в диапазоне $0.008-0.01 \text{ см}^{-3}$. По современным оценкам плотность протонов в ЛМС находится в диапазоне $0.04 - 0.07 \text{ см}^{-3}$. Заметим что, так как масса ионов гелия в четыре раза больше, чем масса протонов, то динамическое давление ионов гелия сопоставимо с динамическим давлением межзвездных протонов. Таким образом, оценки показывают, что при моделировании гелиосферного интерфейса нельзя игнорировать ионы межзвездного гелия. Влияние межзвездного гелия на гелиосферный интерфейс исследовалось в работе (Izmodenov et al., 2003b). Одновременно с учетом ионов гелия в работе также учитывалось влияние альфа-частиц солнечного ветра, концентрация которых составляет 2.5 - 5 % от концентрации протонов солнечного ветра. Динамическое давление альфа-частиц в солнечном ветре составляет 10 - 20 % от динамического давления протонов солнечного ветра.

Для того, чтобы оценить влияние ионов межзвездного гелия и альфа-частиц солнечного ветра на положение ударных волн, были проведены расчеты (Izmodenov et al., 2003b) для восьми различных граничных условий, которые приведены в табл. 6. В последних трех колонках таблицы приведены положения гелиосферной ударной волны, гелиопаузы и внешней ударной волны по направлению к набегающему потоку ЛМС. Из таблицы видно, что гелиопауза и обе ударные волны находятся ближе к Солнцу в модели с учетом ионов гелия (модель 2) по сравнению с моделью, где ионы гелия не учитывались (модель 1). Однако это влияние ионов межзвездного гелия частично компенсируется влиянием альфа-частиц солнечного ветра. В модели, которая учитывает и ионы гелия и альфа-частицы (модель 5), гелиопауза, гелиосферная ударная волна и внешняя ударная волна находятся ближе к Солнцу на ~12 а.е., ~2 а.е., ~30 а.е. соответственно, по сравнению с моделью 1. В работе было также отмечено, что учет ионов гелия и альфа-частиц солнечного ветра практически не влияет на фильтрацию H-атомов в гелиосферном интерфейсе.

Таблица. 6.

Параметры моделей и положения ударных волн и гелиопаузы по направлению к набегающему потоку межзвездной среды

#	$n_{H, LMC}$	$n_{p, LMC}$	$\frac{n_{\alpha, sw}}{n_{e, sw}}$	HeII/(HeI+HeII)	R(TS)	R(HP)	R(BS)
---	--------------	--------------	------------------------------------	-----------------	-------	-------	-------

	см ⁻³	см ⁻³	%		AU	AU	AU
1	0.18	0.06	0	0	95.6	170	320
2	0.18	0.06	0	0.375	88.7	152	270
3	0.18	0.06	2.5	0	100.7	176	330
4	0.18	0.06	2.5	0.150	97.5	168	310
5	0.18	0.06	2.5	0.375	93.3	157	283
6	0.18	0.06	4.5	0.375	97.0	166	291
7	0,20	0.04	0	0	95.0	183	340
8	0,20	0.04	2.5	0.375	93.0	171	29

5.4. Влияние галактической и аномальной компонент космических лучей и межзвездного магнитного поля

Влияние галактической компоненты космических лучей (ГКЛ) на гелиосферный интерфейс исследовалось Измоиновым (1997), Мясниковым и др. (Myasnikov et al., 2000a, 2000b). Исследование проводилось в рамках двухкомпонентной (плазма и ГКЛ) и трехкомпонентной (плазма, H-атомы, ГКЛ) моделей. В случае двухкомпонентной модели (Myasnikov et al., 2000a) было обнаружено, что космические лучи приводят к сильной модификации формы и структуры гелиосферной и внешней ударных волн, а также приводят к существенному изменению гелиоцентрических расстояний до гелиопаузы и внешней ударной волны. Однако было показано, что в случае трехкомпонентной модели (Myasnikov et al., 2000b) влияние ГКЛ на течение заряженной компоненты пренебрежимо мало по сравнению с влиянием межзвездных H-атомов. Исключение составляет внешняя ударная волна, структура которой сильно модифицируется под действием космических лучей.

Динамическое влияние аномальной компоненты космических лучей на течение солнечного ветра во внешней гелиосфере, а также на структуру гелиосферной ударной волны, исследовалось в работах (Fahr et al., 2000) и (Alexashov et al., 2004a). В более ранних работах исследования были в основном посвящены изучению зависимости положения и структуры ударной волны от степени инжекции АКЛ на ударной волне. В работе (Alexashov et al., 2004a) изучались эффекты, связанные с влиянием коэффициента диффузии космических лучей. При этом коэффициент инжекции не варьировался. Различные значения коэффициента диффузии рассматривались в связи с тем, что в настоящее время истинное значение коэффициента диффузии во внешней гелиосфере и в гелиошипе практически не известно. В работе Алексашова и др. (Alexashov et al., 2004a) было показано, что:

1. Влияние АКЛ на течение солнечного ветра в окрестности гелиосферной ударной волны приводит к плавному торможению солнечного ветра в так называемом *прекурсор*, за которым следует скачок (называемый, часто, *subshock*). При этом скачок, смещается на **большие** гелиоцентрические расстояния по сравнению с расчетами без учета АКЛ. Как интенсивность скачка, так и степень его смещения зависят от величины коэффициента диффузии. Наибольшее смещение (около 4 а.е.) достигается для средних значений коэффициента диффузии.

2. Прекурсор гелиосферной ударной волны явно выражен для малых и средних значениях коэффициента диффузии и исчезает при больших коэффициентах диффузии. В работах (Berezhko, 1986; Chalov, 1988a, 1988b; Zank et al., 1990) было показано, что прекурсор модифицированной космическими лучами ударной волны является неустойчивым к магнитозвуковым возмущениям, если градиент давления космических лучей велик. Возможное определение колебаний магнитного поля и скорости солнечного ветра на космическом аппарате VOYAGER-2 в ближайшем будущем можно рассматривать

как свидетельство приближения космического аппарата к гелиосферной ударной волне. Колебания, связанные с неустойчивостью прекурсора, имеют отличительную особенность: наиболее неустойчивые моды колебаний магнитного поля осциллируют в продольном направлении, а наиболее неустойчивые моды колебаний скорости солнечного ветра осциллируют в направлении, перпендикулярном направлению к плоскости эклиптики (Chalov, 1990).

3. Еще один эффект АКЛ на плазму солнечного ветра связан с уменьшением температуры плазмы в области между гелиосферной ударной волной и гелиопаузой. Этот эффект важно учитывать при интерпретации измерений энергичных атомов (ЭНА) сорта 2, которые планируется измерять на космическом аппарате Interstellar Boundary Explorer (IBEX; <http://ibex.swri.edu>) в ближайшее время.

4. Для малых коэффициентов диффузии, когда характерный диффузионный масштаб много меньше расстояния до гелиосферной ударной волны, давление космических лучей в области за гелиосферной ударной волной сравнимо с тепловым давлением плазмы. При больших коэффициентах диффузии давление космических лучей пренебрежимо мало по сравнению с тепловым давлением плазмы. В этом случае существует явно выраженная угловая асимметрия в распределении аномальной компоненты космических лучей. Асимметрия получается из-за разницы в количестве эжектированной в АКЛ энергии в лобовой (по отношению к набегающему потоку ЛМС) и хвостовой частях гелиосферной ударной волны. Разница в количестве инжектированной энергии связана с тем, что тепловое давление плазмы меньше в хвостовой части, по сравнению с лобовой частью гелиосферной ударной волны.

Влияние межзвездного магнитного поля на течение заряженной компоненты в области гелиосферного интерфейса, а также на распределение Н-атомов, рассматривалось в работе

Алексахов и др. (Aleksashov et al., 2000) для частного случая, когда направление межзвездного магнитного поля (ММП) параллельно вектору скорости ЛМС относительно Солнца. В этом случае область гелиосферного интерфейса остается осесимметричной. Было показано, что влияние межзвездного магнитного поля на положение ударных волн и гелиопаузы значительно меньше, чем в модели без учета Н-атомов (Baranov and Zaitsev, 1995). Расчеты проводились для различных значений альфвеновских чисел Маха в невозмущенной ЛМС. Внешняя ударная волна распрямляется (становится более плоской) при уменьшении альфвеновского числа Маха, что соответствует увеличению величины магнитного поля в ЛМС. Расстояние до гелиопаузы уменьшается в окрестности оси симметрии и растет на флангах. Для гелиопаузы наблюдается противоположный эффект: гелиоцентрическое расстояние до гелиопаузы увеличивается в области около оси симметрии из-за натяжения магнитных силовых линий, но уменьшается на флангах под действием давления магнитного поля. В результате, при увеличении межзвездного магнитного поля от нуля до магнитного поля $3,5 \cdot 10^{-6}$ Гаусс, размер области внешнего гелиошиса уменьшается почти на 30 %. В работе Aleksashov et al. (2000) показано, что фильтрация Н-атомов, а также параметры первичных и вторичных межзвездных атомов практически не меняются под влиянием межзвездного магнитного поля в интервале 0 - $3,5 \cdot 10^{-6}$ Гаусс. Сильнее всего эффект сказывается на распределении Н-атомов второго сорта, рожденных в области внутреннего гелиошиса. Их концентрация увеличивается на 50 % при увеличении межзвездного магнитного поля от 0 до $3,5 \cdot 10^{-6}$ Гаусс. Недавно, влияние межзвездного магнитного поля на структуру гелиосферного интерфейса было исследовано в общем трехмерном случае (Izmodenov et al., 2005).

5.5. Влияние солнечного цикла на область гелиосферного интерфейса

Параметры солнечного ветра измеряются на космических аппаратах уже более 30 лет, что составляет порядка трех солнечных циклов. Измерения показали, что динамическое давление солнечного ветра меняется примерно в 2 раза при переходе от максимума солнечной активности к её минимуму (см., например, Gazis, 1996). В нескольких работах (Karmesin et al., 1995; Wang and Belcher, 1999; Baranov and Zaitsev, 1998; Zaitsev and Izmodenov, 2001; Scherer and Fahr, 2003; Zank and Mueller, 2003) было показано, что такие изменения динамического давления солнечного ветра существенным образом влияют на гелиосферный интерфейс. Однако в большинстве этих работ не учитывалось влияние межзвездных H-атомов, или их учет проводился в рамках упрощенных (многожидкостных) моделей. Необходимость построения упрощенных моделей было связано с невозможностью решения шестимерного (время, две пространственные координаты, три координаты в пространстве скоростей) кинетического уравнения для межзвездных H-атомов. Недавно, в работах Измоленова и др. (Izmodenov et al., 2003a; Izmodenov & Malama, 2004a, 2004b; и Izmodenov et al., 2005) была представлена математическая формулировка, и получено решение самосогласованной нестационарной задачи о взаимодействии двухкомпонентной (плазма и H-атомы) ЛМС с солнечным ветром в рамках осесимметричной постановки. Исследовалось влияние солнечного цикла. В работе было получено периодическое решение уравнений Эйлера для плазмы совместно с кинетическим уравнением для H-атомов. При этом принимались периодические граничные условия на орбите Земли. В работе Izmodenov et al. (2003a) представлены результаты расчетов, когда в качестве граничных условий на орбите Земли брались данные, полученные на космическом аппарате IMP 8. Детальное же теоретическое исследование было проведено в работе Izmodenov et al. (2005), где представлены результаты для «идеального» солнечного цикла, в котором динамическое давление солнечного ветра меняется по синусоидальному закону с амплитудой колебаний 2 и периодом колебаний 11-лет. Ниже приводится сводка основных результатов, полученных в этой работе. Положение поверхностей разрывов (гелиосферной и внешней ударных волн, а также гелиопаузы) меняется с 11-летней периодичностью, навязанной системе внешними граничными условиями. Амплитуда колебаний гелиосферной ударной волны в лобовой части гелиосферного интерфейса составляет ~ 7 а.е. Амплитуда колебаний растет по мере удаления от лобовой части гелиосферной ударной волны в хвостовую. В хвостовой части разница между минимальным и максимальным гелиоцентрическими расстояниями до гелиосферной ударной волны достигает 25 а.е. Заметим, что колебания гелиосферной ударной волны в лобовой и хвостовой частях находятся практически в противофазе.

Амплитуда колебаний гелиопаузы меньше, чем гелиосферной ударной волны, и составляет ~ 3 а.е. Амплитуда колебаний внешней ударной волны мала и составляет меньше ~ 0.1 а.е. в лобовой части гелиосферного интерфейса. Расстояния до гелиосферной ударной волны, гелиопаузы и внешней ударной волны, осредненные по солнечному циклу, близки к значениям, полученным в рамках стационарной модели с осредненными по солнечному циклу граничными условиями.

Изменение интенсивности гелиосферной ударной волны в солнечном цикле имеет важные следствия для интерпретации измерений АКЛ, так как величина скачка скорости в гелиосферной ударной волне определяет спектральный индекс АКЛ, β . Спектральный индекс определяется как показатель степени в зависимости потока космических лучей, j , от энергии, E , $j \sim E^\beta$. В работе (Izmodenov et al., 2005) было показано, что с солнечным циклом скачок скорости меняется незначительно от 2,92 до 3,09 в лобовой части гелиосферы и от 2,92 до 3,17 в ее хвостовой части.

Параметры плазмы совершают колебания с 11-летним периодом во всей области гелиосферного интерфейса. В солнечном ветре длина волны колебаний больше, чем расстояния как до гелиосферной ударной волны, так и гелиопаузы в головной части гелиосферы. Большие длины волн также видны в распределениях плазмы в хвостовой области гелиосферного интерфейса. Амплитуда колебаний в хвостовой области намного меньше, чем в головной части гелиосферы, а длина волны составляет порядка ~200 а.е. Ситуация существенно меняется в области внешнего гелиошиса между гелиопаузой и внешней ударной волной. Движение гелиопаузы – контактного разрыва – действует на ЛМС аналогично поршню, движущемуся в заполненной газом трубе, и приводит к образованию серии ударных волн и волн разряжения. Амплитуда ударных волн и волн разряжения уменьшается по мере их распространения в направлении от Солнца. Уменьшение амплитуды волн объясняется геометрическим эффектом, связанным с расходящимся характером движения (площади ударных волн увеличиваются). Уменьшение амплитуды также связано с взаимодействием ударных волн и волн разряжения. Характерная длина волны в головной части составляет ~40 а.е. Заметим, что осредненные по 11-летнему циклу распределения параметров плазмы практически совпадают с распределениями, полученными в рамках стационарной модели с осредненными по 11-летнему циклу граничными условиями на орбите Земли.

Для межзвездных атомов водорода были получены следующие результаты (Izmodenov et al., 2005). В распределениях плотностей Н-атомов видна явно выраженная 11-летняя периодичность. Отклонения от точной 11-летней периодичности связаны со статистическими ошибками, присущими методу Монте-Карло. Такие ошибки составляют ~2-3%. В области внешней гелиосферы, и в частности, в окрестности гелиосферной ударной волны, флуктуации плотности первичных и вторичных межзвездных Н-атомов находятся в пределах $\pm 5\%$ от их среднего значения. Такой же уровень колебаний характерен и для атомов сорта 2, рожденных в области внутреннего гелиошиса. При приближении к Солнцу на расстояния меньшие, чем 110 а.е., флуктуации концентраций Н-атомов увеличиваются до $\pm 15\%$ от средних значений. Флуктуации концентрации Н-атомов первого сорта, рожденных в области сверхзвукового солнечного ветра, составляют $\pm 30\%$ от их средних значений. Было также получено, что флуктуации средней массовой скорости и кинетической температуры (определенной через интеграл от функции распределения, умноженной на квадрат тепловой скорости Н-атома) первичных и вторичных межзвездных Н-атомов (сорта 3 и 4) пренебрежимо малы, и величина этих флуктуаций оказывается меньше, чем статистическая погрешность расчетов. Вместе с тем, средняя массовая скорость и кинетическая температура атомов сорта 2, рожденных в области внутреннего гелиошиса, меняются в течение солнечного цикла на 10-12%. Такие флуктуации объясняются тем, что наибольшее число атомов этого сорта рождается в окрестности гелиопаузы. Длинноволновый характер флуктуаций, присущий плазме в этой области, отражается в распределениях Н-атомов второго сорта.

Важно заметить, что флуктуации концентраций трех сортов Н-атомов (первичных и вторичных межзвездных, а также атомов, рожденных в области внутреннего гелиошиса) происходят в одинаковой фазе. Когерентный характер флуктуаций существует в области сверхзвукового солнечного ветра для трех сортов Н-атомов, а в области внутреннего гелиошиса только для первичных и вторичных межзвездных атомов. Причина такого когерентного характера колебаний плотности Н-атомов различных сортов становится очевидной, если сравнить эти флуктуации с флуктуациями в плотности заряженной компоненты (см., например, Izmodenov et al., 2005). Действительно, колебания параметров плазмы и Н-атомов находятся практически в противофазе. Такая корреляция возможна только в том случае, когда

временные флуктуации концентраций Н-атомов происходят из-за локальных потерь атомов в процессах перезарядки, фотоионизации и ионизации электронным ударом, а не связаны с процессом рождения.

Когерентный характер флуктуаций различных сортов Н-атомов исчезает в областях, где происходит рождение Н-атомов этих сортов, то есть там, где процесс образования атомов доминирует по сравнению с процессами гибели. В самом деле, в области внутреннего гелиошиса флуктуации в концентрации Н-атомов сорта 2 (рожденных в этой области) сдвинуты по сравнению с когерентными колебаниями концентраций первичных и вторичных Н-атомов и находятся в фазе с флуктуациями плотности протонов в окрестности гелиопаузы. В области внешнего гелиошиса колебания концентрации вторичных межзвездных атомов сорта 3 находятся в противофазе с колебаниями первичных атомов и почти в фазе с флуктуациями плазмы в этой области. Опять, в области внешнего гелиошиса процесс рождения является определяющим для вторичных межзвездных атомов.

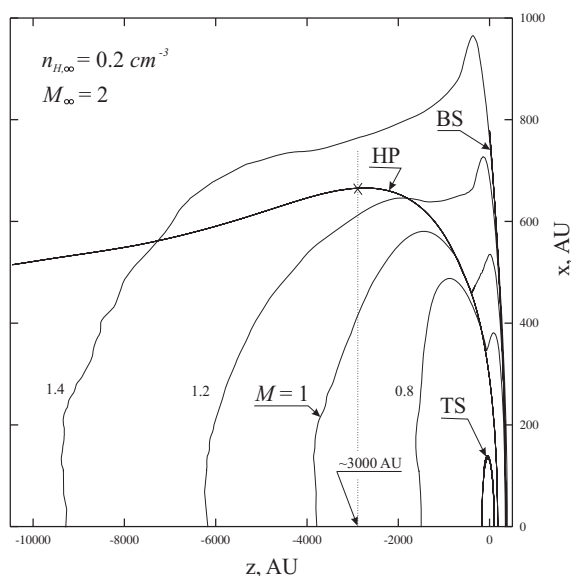
Очень важно заметить, что описанное выше поведение Н-атомов в гелиосферном интерфейсе имеет кинетический характер. Флуктуации параметров Н-атомов определяются главным образом процессами их рождения и гибели, а не конвективными процессами и влиянием градиента давления, как это было бы в гидродинамическом описании. Применимость гидродинамического подхода определяется простым критерием, который состоит в том, что число Кнудсена $Kn=l/L \ll 1$, где l - длина свободного пробега, а L - характерный размер задачи. Для стационарной модели за характерный размер задачи можно принять расстояние между гелиопаузой и внешней ударной волной, которое составляет порядка 100 а.е. Длина свободного пробега Н-атомов в этой области около 50 а.е. (Izmodenov et al., 2000). Таким образом, число Кнудсена для стационарной задачи $Kn_{stationary} \approx 0,5$. Как было указано выше, сравнение кинетического и многожидкостного подходов было проведено в работах Varanov et al. (1998) и Alexashov and Izmodenov (2005) для стационарного случая. В работе Измоденова и др. (Izmodenov et al., 2001) была вычислена функция распределения Н-атомов, и показано, что не является максвелловской ни в одной из областей гелиосферного интерфейса. Для нестационарной задачи, рассматриваемой в этом параграфе, за характерный размер задачи - L - необходимо принять половину длины волны в плазме. В области между гелиопаузой и внешней ударной волной L равняется ~ 20 AU. Таким образом, $Kn_{time} \sim 2,5$, и гидродинамический подход является менее обоснованным по сравнению со стационарным случаем. Эта фундаментальная причина неприменимости гидродинамического подхода для Н-атомов, возможно, является главной причиной, по которой существуют различия между результатами, представленными в работе Izmodenov et al. (2005), а также результатами многожидкостных моделей, представленных в работах Zank и Mueller (2003), а также Scherer и Fahr (2003).

5.6. Гелиосферный хвост

До недавнего времени распределение плазмы и Н-атомов в хвостовой части гелиосферного интерфейса не вызывало большого интереса. Однако основными целями моделирования гелиосферного интерфейса является поиск ответа на два фундаментальных вопроса: 1) Где находится граница гелиосферы?; 2) До каких областей распространяется влияние солнечного ветра на окружающую межзвездную среду? Для того, чтобы ответить на первый вопрос, необходимо дать определение того, что называется границей гелиосферы. Естественно определить, что границей гелиосферы является гелиопауза, отделяющая плазму солнечного ветра от плазмы межзвездной среды. Однако такое определение не является до конца корректным, так как, строго говоря, гелиопауза является открытой (не

замкнутой) поверхностью, и, таким образом, гелиосфера будет продолжаться до бесконечности в хвостовой части.

Чтобы разрешить эту проблему, а также ответить на второй вопрос, в работах Измоденова & Алексашова (Измоденов & Алексашов, 2003; Alexashov & Izmodenov, 2003; Alexashov et al., 2004) было проведено детальное исследование структуры хвостовой части гелиосферного интерфейса. Было показано, что процесс перезарядки приводит к качественному изменению хвостовой части интерфейса. Форма гелиосферной ударной волны приближается к сферической, исчезает сложная ударно-волновая структура, состоящая из диска Маха, отраженной ударной волны и тангенциального разрыва. Эти качественные изменения в течении в хвостовой области были известны и раньше (Baranov & Malama, 1993). Однако до работы Измоденова и Алексашова (2003) все расчеты ограничивались областью ~ 700 а.е. в хвостовой части. В работе Измоденова и Алексашова расчеты проводились вплоть до 50000 а.е. Было обнаружено, что скачок плотности и касательной компоненты скорости на гелиопаузе уменьшается в хвостовой области с увеличением гелиоцентрического расстояния, а на расстоянии порядка 3000 а.е. практически исчезает. С увеличением расстояния от Солнца параметры плазмы и H-атомов приближаются к их значениям в ЛМС. Так как это происходит на расстояниях ~ 20 -40 тыс. а.е., то можно заключить, что влияние солнечного ветра распространяется на расстояния порядка 20000 - 40000 а.е. в хвостовую часть гелиосферного интерфейса. Рисунок 6 иллюстрирует результаты расчетов. На этом рисунке показаны изолинии числа Маха в области до 10000 а.е. Сразу за гелиосферной ударной волной плазма солнечного ветра имеет скорость порядка 100 км/сек и температуру 1.5×10^6 К. Затем скорость солнечного ветра уменьшается из-за нагружения новыми протонами, которые рождаются в результате перезарядки. Постепенно скорость солнечного ветра приближается к значению скорости невозмущенной ЛМС, ~ 25 км/с. Так как температура межзвездных атомов много меньше температуры протонов за гелиосферной ударной волной, то перезарядка приводит к эффективному охлаждению солнечного ветра в гелиосферном хвосте. В результате охлаждения число Маха в солнечном ветре увеличивается. На расстоянии 4000 а.е. солнечный ветер снова становится сверхзвуковым, а на расстояниях порядка 40000 - 50000 а.е. число Маха приближается к его значению в ЛМС. На этих расстояниях параметры солнечного ветра становятся практически неотличимыми от параметров невозмущенной ЛМС. Заметим также, что сверхзвуковой характер течения солнечного ветра в области гелиосферного хвоста позволяет корректно поставить выходные граничные условия, что является невозможным в случае дозвукового течения



6. Интерпретация космических экспериментов на основе моделей гелиосферного интерфейса

Как было указано в параграфе 2, в настоящее время хорошо определены скорость относительного движения солнечного ветра и ЛМС, а также температура ЛМС (Witte et al., 1996, Witte 2004; Lallement and Bertin, 1992; Lallement et al., 1995, 1996, 2004a,b; Gloeckler et al., 2004; Möbius et al., 2004). Для определения остальных параметров ЛМС необходимо использовать различные способы удаленной диагностики гелиосферного интерфейса совместно с теоретическими моделями гелиосферного интерфейса.

6.1. Захваченные ионы

Процесс перезарядки в области гелиосферного интерфейса приводит к тому, что концентрация H-атомов в области гелиосферной ударной волны становится примерно на 50 % меньше по сравнению с концентрацией атомов в ЛМС. Это, так называемый, эффект фильтрации. Чтобы определить концентрацию H-атомов в ЛМС необходимо: а) знать степень фильтрации из теоретических моделей, б) определить концентрацию H-атомов внутри гелиосферы. Определить концентрацию H-атомов внутри гелиосферы наиболее точным образом можно на основе измерений захваченных ионов водорода. На рис. 7 (взятом из работы Izmodenov et al., 2003a; см, также, Gloeckler and Geiss, 2001) в качестве примера приведена типичная функция распределения захваченных ионов. Этот спектр захваченных ионов был получен на космическом аппарате Ulysses с помощью прибора SWICS (Solar Wind Interstellar Composition Spectrometer). Измерения проводились в медленном солнечном ветре на расстоянии 5 а.е. в периоды слабой солнечной активности.

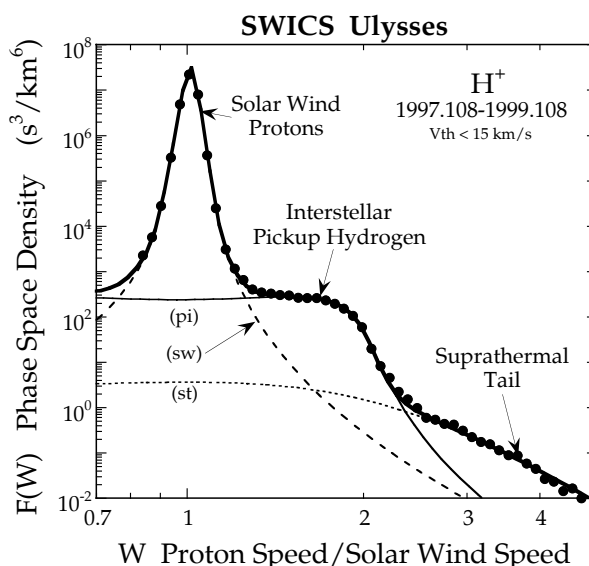


Рис. 7. Фазовая плотность протонов водорода, H^+ , как функция их нормированной скорости, W . W - скорость протона, отнесенная к скорости солнечного ветра.

Представленные данные есть результат осреднения данных, получаемых в течении двух лет с помощью прибора SWICS (Solar Wind Ion Composition Spectrometer) на космическом аппарате Ulysses с расстояний ~ 5 а.е. и положений близких к плоскости эклиптики (низких широтах). При этом учитывались только данные, полученные в периоды, которые характеризовались низкой тепловой скоростью солнечного ветра (< 15 км/с). Захваченные ионы водорода являются доминирующей

компонентой в пологой части спектра между значениями $W \sim 1.3$ и ~ 2.2 . Протоны солнечного ветра (показанные кривой с меткой «sw») доминируют при скоростях W меньших ~ 1.3 , а ускоренные протоны образуют высокоэнергетичный хвост, состоящий из частиц со скоростями большими $W \sim 2.2$. Спектр ускоренных частиц показан на рисунке кривой (st). Спокойные периоды солнечной активности рассматривались нами для того, чтобы распределение протонов солнечного ветра было эффективно «узким», а уровень частиц в высокоэнергетичном хвосте был невелик. При этих условиях в спектре становится возможным выделить часть, связанную с захваченными ионами. Кривая с меткой (ri) получена на основании простой модели, описанной в тексте. При этом плотность H-атомов в области гелиосферной ударной волны принималась равной $0.100 \pm 0.008 \text{ см}^{-3}$.

Функция распределения захваченных ионов (на рисунке обозначена меткой “ri”) получена с использованием так называемой «горячей» модели (Thomas, 1978) для H-атомов в гелиосфере, а также формул (9) и (10b) работы (Vasyliunas u Siscoe, 1976), которые были получены в предположении мгновенного рассеяния захваченных ионов по питч-углам (т.е. в предположении изотропной функции распределения захваченных ионов). Параметры, используемые в модели, в частности, концентрация атомов водорода в области гелиосферной ударной волны подбираются так, чтобы достичь совпадения с экспериментальными данными. Допущение об изотропии функции распределения захваченных ионов является адекватным, так как на 5 а.е. в области эклиптики среднее магнитное поле направлено почти перпендикулярно направлению движения солнечного ветра. Гелиосферные параметры, влияющие на теоретическую функцию распределения захваченных ионов, хорошо известны из прямых измерений. В двухлетний период, соответствующий рис. 7, частота фотоионизации для атомов водорода определялась на основе измерений солнечного Лайман-мальфа излучения на космическом аппарате SOHO и принималась равной $0,8 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$ (D. R. McMullin u D. L. Judge, частное сообщение). Частота перезарядки в сверхзвуковом солнечном ветре может быть определена как произведение потока массы солнечного ветра на сечение перезарядки. Осредненная частота перезарядки равнялась $5,4 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$. Общая частота потерь для H-атомов по фотоионизации и перезарядке составила $6,2 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$.

Однако общая частота рождения захваченных ионов в этот период была несколько меньше $5,1 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$, так как усредненный поток массы солнечного ветра в периоды небольших тепловых скоростей (т.е. именно в те периоды, которые учитывались для получения спектра) был меньше, чем поток массы усредненный за два года. Для приведенных выше значений частоты потерь H-атомов и частоты рождения захваченных ионов полное совпадение теоретически полученной функции распределения захваченных ионов с измеренной можно получить при величине концентрации H-атомов в окрестности гелиосферной ударной волны равной $n_{H,TS} = 0,100 \pm 0,005 \text{ см}^{-3}$. Эта концентрация в окрестности гелиосферной ударной волны должна сравниваться с концентрацией H-атомов, полученной на основе моделей гелиосферного интерфейса. В работе (Izmodenov et al., 2003b) было проведено параметрическое исследование, и рассчитана структура гелиосферного интерфейса для концентраций протонов и H атомов в ЛМС в диапазонах $0.03 - 0.1$ and $0.16 - 0.2 \text{ см}^{-3}$, соответственно. Для каждой пары ($n_{H,LIC}$, $n_{p,LIC}$) может быть получено значение концентрации H-атомов около гелиосферной ударной волны, $n_{H,TS}$. На рис. 8 показаны результаты, обновленные по сравнению с Izmodenov et al. (2003a,b). Красным цветом показаны изолинии концентрации H-атомов в области гелиосферной ударной волны. Область между изолиниями $n_{H,TS} = 0,095 \text{ см}^{-3}$ и $n_{H,TS} = 0,105 \text{ см}^{-3}$ представляет собой область возможных

пар $(n_{H,LIC}, n_{p,LIC})$, при которых модель дает значения $n_{H,TS}$, совместимые с измерениями захваченных ионов.

Для того, чтобы уменьшить область возможных значений $(n_{H,LIC}, n_{p,LIC})$, необходимо принять во внимание дополнительные экспериментальные данные. Например, в качестве дополнительных данных можно использовать степень ионизации гелия в ЛМС, которая была определена на космическом аппарате EUVE (Extreme Ultraviolet Explorer) вдоль луча зрения в направлении белых карликов, находящихся в ЛМС. В работе Wolff et al. (1999) было получено, что $\chi(\text{He}) = n_{\text{He}^+, LIC} / (n_{\text{He}^+, LIC} + n_{\text{He}, LIC}) \sim 0.3-0.4$. Учитывая это отношение, а также принимая во внимание, что:

1) величина концентрации атомов гелия, полученная на космическом аппарате ULYSSES (прибор GAS), равняется 0.015 см^{-3} (Witte, 2004),

2) стандартное универсальное значение отношения водорода к гелию $(n_{p,LIC} + n_{H,LIC}) / (n_{\text{He}^+, LIC} + n_{\text{He}, LIC}) = 10$,

может быть получена связь между $n_{H,LIC}$ и $n_{p,LIC}$:

$$n_{p,LIC} + n_{H,LIC} = 0,15(1 - \chi(\text{He}^+))^{-1}, \text{ см}^{-3}.$$

На рис. 8 показаны изолинии степени ионизации межзвездного гелия $\chi(\text{He}^+)$. Пересечение двух заштрихованных областей на рис. 8 дает нам наиболее вероятные значения концентрации атомов водорода и протонов в ЛМС: $n_{H,LIC} = 0,185 \pm 0,01 \text{ см}^{-3}$ и $n_{p,LIC} = 0,05 \pm 0,015 \text{ см}^{-3}$. Полученная по этим значениям величина степени ионизации атомов межзвездного водорода совпадает со степенью ионизации ЛМС в окрестности 5 парсек от Солнца, полученной в работе (Slavin and Frisch, 2002).

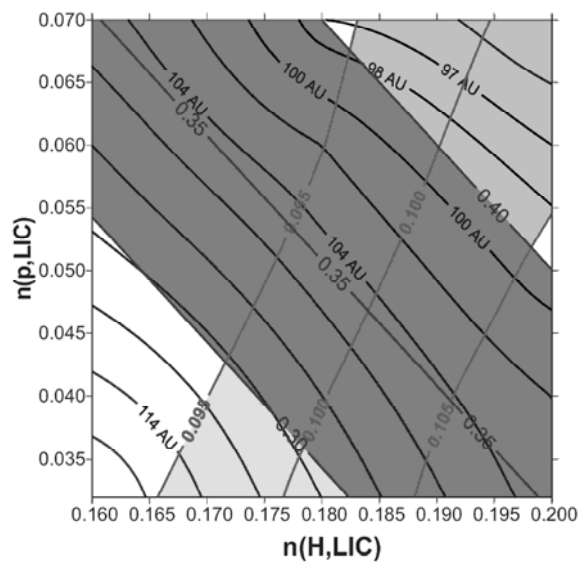


Рис. 8. На рисунке показаны изолинии в плоскости $(n_{H,LIC}, n_{p,LIC})$: а) концентрации H-атомов в области гелиосферной ударной волны, б) степени ионизации гелия в ЛМС, в) расстояния до гелиосферной ударной волны по направлению к набегающему потоку ЛМС.

6.2. Фильтрация межзвездных атомов кислорода и азота

Дополнительные сведения о свойствах ЛМС, и, в частности, о космическом содержании различных элементов в ЛМС, можно получить из измерений захваченных ионов других химических элементов (Gloeckler and Geiss, 2001). Такие измерения проводились на космическом аппарате ULYSSES (прибор SWICS). Однако такое исследование также предполагает теоретическое описание процесса фильтрации различных атомов через гелиосферный интерфейс.

В работе Izmodenov et al. (2004) был проведен сравнительный анализ проникновения межзвездных атомов водорода, кислорода и азота сквозь гелиосферный интерфейс. Было проведено параметрическое исследование, и изучен вопрос о степени фильтрации этих элементов в гелиосферном интерфейсе в зависимости от концентраций атомов и протонов в ЛМС. Было обнаружено, что через гелиосферный интерфейс проникает 54 ± 4 % межзвездных атомов водорода, 68 ± 3 % межзвездных атомов кислорода и 78 ± 2 % межзвездных атомов. В том случае, если температура электронов в области внутреннего гелиошиша ниже, чем получено в рамках одножидкостной модели солнечного ветра, то через гелиосферный интерфейс проникает 81 ± 2 % и 89 ± 1 % межзвездного кислорода и азота, соответственно. Используя вычисленные коэффициенты фильтрации, а также измерения захваченных ионов, полученных на космическом аппарате ULYSSES, можно определить концентрации атомов кислорода и азота в ЛМС: $n_{O,LIC} = (7,8 \pm 1,3) \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ и $n_{N,LIC} = (1,1 \pm 0,2) \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$. Имея оценки для концентрации различных элементов в ЛМС можно оценить их относительное космическое содержание: $(OI/NI)^{LIC} = (4,3 \pm 0,5) \cdot 10^4$ и $(NI/OI)^{LIC} = 0,13 \pm 0,01$. Полученное нами отношение $(OI/NI)^{LIC}$ слегка отличается (в меньшую сторону) от величины $(4,8 \pm 0,48) \cdot 10^4$, полученной на основе спектроскопических наблюдений линий поглощения в звездных спектрах (Linsky et al., 1995)

7. Заключение

Локальная межзвездная среда взаимодействует с солнечным ветром и существенным образом влияет на структуру внешней (>5 - 10 а.е.) гелиосферы. Взаимодействие ЛМС и солнечного ветра является достаточно сложным явлением, которое включает в себя взаимодействие нескольких компонент ЛМС и солнечного ветра. Со стороны межзвездной среды такими взаимодействующими компонентами являются протоны, электроны, ионы гелия, Н-атомы, межзвездное магнитное поле и галактические космические лучи. Гелиосферная плазма состоит из протонов, электронов и альфа частиц солнечного ветра, захваченных ионов, а также аномальной компоненты космических лучей. В течение нескольких последних десятилетий были предприняты большие усилия по пониманию физики гелиосферного интерфейса, а также построению наиболее полной и адекватной теоретической модели. Несмотря на существенный прогресс в понимании происходящих в гелиосферном интерфейсе физических процессов до настоящего времени полной модели интерфейса не построено. Это связано в первую очередь с тем, что гелиосфера и ее интерфейс имеют многокомпонентную природу, а для адекватного описания различных компонент необходимо использовать различные теоретические модели. Некоторые аспекты моделирования гелиосферного интерфейса были описаны в настоящей главе, но многие вопросы остаются еще открытыми. В большинстве существующих моделей для описания плазменных компонент, как солнечного ветра, так и межзвездной среды, используется одножидкостной подход. Одним из ключевых предположений этих моделей является предположение о том, что все компоненты движутся с одинаковой массовой скоростью. Это предположение выглядит адекватным, так как разность скоростей приводила бы к развитию неустойчивостей, которые бы приводили к их выравниванию. Другим ключевым предположением является предположение о том, что захваченные ионы мгновенно ассимилируются (становятся неотличимыми) в плазму солнечного ветра. Однако измерения спектров захваченных ионов показывают, что мгновенного захвата не происходит. Таким образом, протоны солнечного ветра и захваченные протоны необходимо рассматривать как две отдельные компоненты, движущиеся с одной массовой скоростью (Malama et al., 2006). Электроны также необходимо рассматривать как отдельную компоненту. Заметим однако, что так как все компоненты, состоящие из

заряженных частиц, имеют одну и ту же массовую скорость, а одножидкостное приближение основано на законах сохранения массы, импульса и энергии, то следует ожидать, что картина течения (то есть положения ударных волн и гелиопаузы, а также поле скоростей заряженной компоненты), полученная в рамках одножидкостного подхода, должна не сильно отличаться от действительности. (см. Малама et al., 2006). Вместе с тем, для корректного описания процессов переноса и ускорения захваченных ионов, а также для корректного определения их функции распределения необходимо использовать кинетический подход.

В настоящее время интерес к исследованию гелиосферного интерфейса неуклонно растет. Это связано в первую очередь с пересечением космическим аппаратом VOYAGER-1 гелиосферной ударной волны в конце 2004 года. Данные, полученные VOYAGER, еще только предстоит проанализировать, и найти им адекватное теоретическое объяснение. Вместе с тем, предстоит еще большая работа по анализу и интерпретации удаленной диагностики гелиосферного интерфейса, полученной разными способами на различных космических аппаратах.

Рост интереса к исследованию гелиосферного интерфейса также подтверждается и тем, что в 2008 году НАСА планирует запустить космический аппарат IBEX (<http://ibex.swgi.edu/>), который будет измерять потоки энергичных нейтральных атомов, приходящих из гелиосферного интерфейса. В планах NASA также запланирован запуск космического аппарата Interstellar Probe (<http://interstellar.jpl.nasa.gov/>), который за 10-15 лет достигнет расстояния порядка 200 а.е. Планируется, что развитые при этом технологии позволят запустить космический аппарат к ближайшей к Солнцу звезде «Альфа-Центавра». По мнению автора настоящей главы, соответствующий отечественный проект исследования межзвездной среды мог бы стать одним из важных элементов будущей федеральной космической программы, а также мощным стимулом к развитию новых технологий, а, следовательно, и росту отечественной экономики.

Работа выполнена при поддержке фондов «Династия» и «Фонд содействия отечественной науке», грантов РФФИ 04-02-17551 и 04-01-00594, а также Программы Фундаментальных Исследований № 3 ОЭМПУ РАН.

ЛИТЕРАТУРА

- Измоленов, В.В., Модуляция галактических космических лучей в области взаимодействия солнечного ветра с локальной межзвездной средой: гидродинамическое приближение, Письма в Астрономический Журнал, т. 23, № 4, с. 253-261, 1997.
- Измоленов и Алексашов, Д.Б., Модель хвостовой области гелиосферного интерфейса, Письма в Астрономический Журнал, т. 29, № 1, с.69-75, 2003.
- Aleksashov, D., Baranov, V., Barsky, E., Myasnikov, A., Axially symmetric MHD model for the Solar WIND - LISM interaction, Astronomy Letters, 26, 743-749, 2000.
- Alexashov, D. and V. Izmodenov, Modeling of the tail region of the heliospheric interface, in SOLAR WIND TEN: Proceedings of the Tenth International Solar WIND Conference, Eds. M. Velli and R. Bruno, AIP Conference Proceedings 679, pp. 218-221, 2003.
- Alexashov, D., Chalov, S.V., Myasnikov, A., Izmodenov V., Kallenbach, R., The dynamical role of anomalous cosmic rays in the outer heliosphere, Astronomy and Astrophysics, v.420, p.729-736, 2004a.
- Alexashov, D., V.V. Izmodenov and S. Grzedzielski, Effects of charge exchange in the tail of the heliosphere Adv. Space Res., Advances in Space Research, Volume 34, Issue 1, p. 109-114, 2004b.
- Alexashov, D. and V. Izmodenov, Kinetic vs. Multi-fluid models of H atoms in the heliospheric interface: A comparison Astron. Astrophys., 439, p. 1171-1181, 2005.
- Baranov, V.B., Krasnobaev, K.V., Kulikovksy, A.G., A model of the interaction of the solar wind with the interstellar medium, Sov. Phys. Dokl. 15, 791, 1971.
- Baranov, V. B., Lebedev, M., Malama Y., The influence of the interface between the heliosphere and the local interstellar medium on the penetration of the H atoms to the solar system, Astrophys. J. 375, 347-351, 1991.

- Baranov, V., Malama, Y., Model of the solar wind interaction with the local interstellar medium - Numerical solution of self-consistent problem, *J. Geophys. Res.* 98, 15157-15163, 1993.
- Baranov, V. B., Malama, Y. G., Effect of local interstellar medium hydrogen fractional ionization on the distant solar wind and interface region, *J. Geophys. Res.* 100, 14755-14762, 1995.
- Baranov, V.B., Zaitsev, N.A., On the problem of the solar wind interaction with magnetized interstellar plasma, *Astron. Astrophys.* 304, 631, 1995.
- Baranov, V. B., and Y. G. Malama, Axisymmetric self-consistent model of the solar wind interaction with the Lism: basic results and possible ways of development, *Space Sci. Rev.* 78, 305-316, 1996.
- Baranov, V., Zaitsev, N., On the problem of the heliospheric interface response to the cycles of the solar activity, *Geophys. Res. Let.* 25, 4051, 1998.
- Baranov, V. B., Izmodenov, V., Malama, Y., On distribution function of H-atoms in the problem of the Solar Wind interaction with the local interstellar medium (LISM), *J. Geophys. Res.* 103, 9575-9586, 1998.
- Baranov, V. B., On the problem of fluid dynamics foundation for applications in the space physics, *Astrophys. Space Sci.* 274, 3-16, 2000.
- Baranov, V. B., and Fahr, H. J., On nonideal MHD properties of the partially ionized interstellar gas, *J. Geophys. Res.*, vol. 108, A3, pp. SSH 4-1, CiteID 1110, DOI 10.1029/2001JA009221, 2003a.
- Baranov, V. B., and H. J. Fahr, Reply to comment by V. Florinski and G. P. Zank on "On nonideal MHD properties of the partially ionized interstellar gas", *J. Geophys. Res.*, 108(A12), 1439, 10.1029/2003JA010118, 2003b.
- Berezhko, E. G., Instability in a Shock Propagating Through Gas with a Cosmic-Ray Component, *Soviet Astron. Let.*, 12, 352-354, 1986.
- Chalov, S. V., Diffusive Shock Instability in Plasma Modified by Cosmic-Rays, *Soviet Astron. Let.*, 14, 114, 1988a.
- Chalov, S. V., Instability of the structure of strong oblique MHD cosmic-ray shocks, *Astrophys. Space Sci.*, 148, 175-187, 1988b.
- Chalov, S. V., Cosmic rays and magnetosonic instabilities of the solar wind near the heliospheric shock wave, IN: *Physics of outer heliosphere; Proceedings of the 1st COSPAR Colloquium, Warsaw, Poland, Sept. 19-22, 1989, Oxford, England and Elmsford, NY, Pergamon Press, p.219-221, 1990.*
- Chalov, S. V., Fahr, H., A three-fluid model of the solar wind termination shock including a continuous production of anomalous cosmic rays, *Astron. Astrophys.* 311, 317-328, 1996.
- Chalov, S. V., Fahr, H., The three-fluid structure of the particle modulated solar wind termination shock, *Astron. Astrophys.* 326, 860-869, 1997.
- Chalov, S. V., Fahr, H., Phase space diffusion and anisotropic pick-up ion distributions in the solar wind: an injection study, *Astron. Astrophys.*, 335, 746-756, 1998.
- Chalov, S. V., Fahr, H., Signatures of the Interplanetary Helium Cone Reflected by Pick-up Ions, *Solar Physics* 187, 123-144, 1999.
- Chalov, S. V., Fahr, H., Energetic particles from the outer heliosphere appearing as a secondary pick-up ion component, *Astron. Astrophys.*, 401, L1-L4, 2003.
- Fahr, H., Kausch, T., Scherer, H., A 5-fluid hydrodynamic approach to model the solar system-interstellar medium interaction, *Astron. Astrophys.* 357, 268-282, 2000.
- Fichtner, H., Anomalous Cosmic Rays: Messengers from the Outer Heliosphere, *Space Sci. Rev.* 95, 639-754, 2001.
- Florinski, V., and G. P. Zank, Comment on "On nonideal MHD properties of the partially ionized interstellar gas" by V. B. Baranov and H. J. Fahr, *J. Geophys. Res.*, 108(A12), 1438, doi:10.1029/2003JA009950, 2003.
- Fujimoto Y., Matsuda, T., Preprint No. KUGD91-2, Kobe Univ., Japan, 1991.
- Gazis, P.R., Solar cycle variation in the heliosphere, *Reviews of Geophysics*, 34(3), 379-402, 1996
- Gloeckler, G., and Geiss, J., Composition of the Local Interstellar Cloud from Observations of Interstellar Pickup Ions, *Joint SOHO/ACE workshop "Solar and Galactic Composition"*. Edited by Robert F. Wimmer-Schweingruber. Publisher: American Institute of Physics Conference proceedings vol. 598 location: Bern, Switzerland, March 6 - 9, 2001., p.281, 2001.
- Gloeckler, G., Möbius, E., Geiss, J., Observations of the helium focusing cone with pickup ions, *Astronomy and Astrophysics*, v.426, p.845-854, 2004.
- Gurnett, D. A., Kurth, W., Allendorf, S., Poynter, R., Radio Emission from the Heliopause Triggered by an Interplanetary Shock *Science* 262, 199-202, 1993.
- Gurnett, D., Kurth, W., Radio Emissions from the Outer Heliosphere, *Space Sci. Rev.* 78 (1996), 53-66.
- Gruntman, M., Roelof, E.C., Mitchell, D.G. et al., Energetic neutral atom imaging of the heliospheric boundary region, *J. Geophys. Res.* 106, 15767-15782 (2001).
- Holzer, T.E., Interaction of the solar wind with the neutral component of the interstellar gas, *J. Geophys. Res.* 77, 5407, 1972.
- Isenberg, P., Interaction of the solar wind with interstellar neutral hydrogen - Three-fluid model, *J. Geophys. Res.* 91, 9965 - 9972, 1986.
- Isenberg, P., A hemispherical model of anisotropic interstellar pickup ions, *J. Geophys. Res.* 102, 4719-4724, 1997.
- Izmodenov, V., Lallement, R., Malama, Y., Heliospheric and astrospheric hydrogen absorption towards Sirius: no need for interstellar hot gas, *Astron. Astrophys.* 342, L13-L16, 1999a.
- Izmodenov V., Geiss, J., Lallement, R., et al., Filtration of interstellar hydrogen in the two-shock heliospheric interface: Inferences on the local interstellar cloud electron density, *J. Geophys. Res.* 104, 4731-4742, 1999b.
- Izmodenov, V., Physics and Gasdynamics of the Heliospheric Interface, *Astrophys. Space Sci.* 274(1/2), p. 55-69, 2000.
- Izmodenov, V., Malama, Y., Kalinin, A., et al., Hot Neutral H in the Heliosphere: Elastic H-H, H-p Collisions, *Astrophys. Space Sci.* 274, 71-76, 2000.
- Izmodenov, V., Velocity Distribution of Interstellar H Atoms in the Heliospheric Interface, *Space Science Reviews* 97(1/4), 385-388, 2001.
- Izmodenov, V., Gruntman, M., Malama, Y., J., Interstellar hydrogen atom distribution function in the outer heliosphere, *Geophys. Res.* 106, 10681-10690, 2001.

- Izmodenov, V., Wood, B., Lallement, R., Hydrogen wall and heliosheath Ly α absorption toward nearby stars: Possible constraints on the heliospheric interface plasma flow, *J. Geophys. Res.*, Volume 107, Issue A10, pp. SSH 13-1, CiteID 1308, DOI 10.1029/2002JA009394, 2002.
- Izmodenov, V., Malama, Y.G., Gloeckler, G., When will Voyager 1 and 2 cross the termination shock? *Geophys. Res. Let.* 30, Issue 7, pp. 3-1, CiteID 1351, DOI 10.1029/2002GL016127, 2003a.
- Izmodenov, V., Malama, Y.G., Gloeckler, G., Geiss, J., Effects of Interstellar and Solar Wind ionized Helium on the Interaction of the Solar Wind with the Local Interstellar Medium, *Astrophys. J.*, 594:L59-L62, 2003b.
- Izmodenov, V., Malama, Y.G., Gloeckler, G., Geiss, J., Filtration of interstellar H, O, N atoms through the heliospheric interface: Inferences on local interstellar abundances of the elements, *Astron. Astrophys.*, 414, L29-L32, 2004.
- Izmodenov, V., Malama, Y.G., Variations of interstellar H atom parameters in the outer heliosphere: solar cycle effects, *Advances in Space Research*, Volume 34, Issue 1, p. 74-78, 2004.
- Izmodenov, V. and Yu. G. Malama, Kinetic modeling of the H atoms in the heliospheric interface: solar cycle effects, *AIP Conference Proceedings*, Vol. 719, p.47-52, 2004b.
- Izmodenov, V., Malama, Y.G., Ruderman, M.S., Solar cycle influence on the interaction of the solar wind with Local Interstellar Cloud *Astron. Astrophys.* 429, 1069-1080, doi: 10.1051/004-6361:20041348, 2005a.
- Izmodenov, V., D. Alexashov, and A.V. Myasnikov, Direction of the interstellar H atom inflow in the heliosphere: Role of the interstellar magnetic field, *Astron. Astrophys.* 437(3), L35-38, 2005b.
- Karmesin, S., Liewer, P., Brackbill, J., Motion of the termination shock in response to an 11 year variation in the solar wind *Geophys. Res. Let.* 22, 1153-1163, 1995.
- Lallement R., Bertin, P., Northern-Hemisphere observations of nearby interstellar gas - Possible detection of the local cloud *Astron. Astrophys.* 266, 479-485, 1992.
- Lallement, R., Ferlet, R., Lagrange, A. M., et al., Local Cloud structure from HST-GHRS, *Astron. Astrophys.* 304, 461-474, 1995.
- Lallement, R., Relations Between ISM Inside and Outside the Heliosphere, *Space Sci. Rev.* 78, 361-374, 1996.
- Lallement, R., Linsky, J., Lequeux, J., Baranov, V., Physical and Chemical Characteristics of the ISM Inside and Outside the Heliosphere, *Space Sci. Rev.* 78, 299-304, 1996.
- Lallement, R.; Raymond, J. C.; Vallerger, J., et al., Modeling the interstellar-interplanetary helium 58.4 nm resonance glow: Towards a reconciliation with particle measurements, *Astron. Astrophys.* 426, 875-884, 2004a.
- Lallement, R.; Raymond, J. C.; Bertaux, J.-L., et al., Solar cycle dependence of the helium focusing cone from SOHO/UVCS observations. Electron impact rates and associated pickup ions, *Astronomy and Astrophysics*, v.426, p.867-874, 2004b.
- Lazarus, A.J., and R.L. McNutt, Jr., Plasma observations in the distant heliosphere - A view from Voyager, in *Physics of the Outer Heliosphere*, Ed's S. Grzedzielski and D.E. Page, Pergamon, 1990.
- Liewer, P., Brackbill, J., Karmesin, S., Time-dependent MHD modeling of the global structure of the heliosphere, *International Solar Wind 8 Conference*, p.53, 1995.
- Linde, T., Gombosi, T., Roe, P., Heliosphere in the magnetized local interstellar medium - Results of a three-dimensional MHD simulation, *J. Geophys. Res.* 103, 1889-1904, 1998.
- Linsky, J., Wood, B., The alpha Centauri Line of Sight: D/H Ratio, Physical Properties of Local Interstellar Gas, and Measurement of Heated Hydrogen (The 'Hydrogen Wall') Near the Heliopause, *Astrophys. J.* 463, 254, 1996.
- Linsky J.L., Dipas A., Wood B.E., et al., Deuterium and the Local Interstellar Medium Properties for the Procyon and Capella Lines of Sight, *Astrophys. J.* 476, 366, 1995.
- Lipatov, A.S., Zank, G.P., Pauls, H.L., The interaction of neutral interstellar H with the heliosphere: A 2.5-D particle-mesh boltzmann simulation, *J. Geophys Res.* 103(A9), 20631-20642, 1998.
- Malama, Y. G., Monte-Carlo simulation of neutral atoms trajectories in the solar system, *Astrophys. Space Sci.*, 176, 21-46, 1991.
- Malama, Y.G., Izmodenov, V.V., Chalov, S.V., New model of the heliospheric interface: three-fluid plasma approximation, *Astron. Astrophys.*, 445, 693-701, 2006
- McComas, D.J., Barraclough, B.L., Funsten, H.O., et al., Solar wind observations over Ulysses' first full polar orbit, *J. Geophys. Res.*, 105, A5, 10419-10433, 2000.
- McComas, D.J., Goldstein, R.; Gosling, J. T.; Skoug, R. M., Ulysses' Second Orbit: Remarkably Different Solar Wind, *Space Science Rev.*, 97, 99-103, 2001.
- McComas, D.J., Elliot, H.A., Gosling, J.T., et al., Ulysses' second fast-latitude scan: Complexity near solar maximum and the reformation of polar coronal holes, *Geophys. Res. Letters*, 29, 9, doi:10.1029/2001GL014164, 2002.
- Myasnikov, A.V., On the problem of the solar wind interaction with magnetized interstellar plasma, Preprint No. 585, Institute for Problems in Mechanics, Russian Academy of Sciences, 1997.
- Myasnikov, Izmodenov, V., Alexashov, D., Chalov, S., Self-consistent model of the solar wind interaction with two component circumsolar interstellar cloud: Mutual influence of thermal plasma and galactic cosmic rays, *J. Geophys. Res.* Vol. 105 , No. A3 , p. 5179-5188., 2000a.
- Myasnikov, Alexashov, D., Izmodenov, V., Chalov, S., Self-consistent model of the solar wind interaction with three-component circumsolar interstellar cloud: Mutual influence of thermal plasma and galactic cosmic rays and H-atoms, *J. Geophys. Res.* Vol. 105 , No. A3 , p. 5167-5178, 2000b.
- Möbius, E., Bzowski, M., Chalov, S., et al., Synopsis of the interstellar He parameters from combined neutral gas, pickup ion and UV scattering observations and related consequences, *Astron. Astrophys.* 426, 897-907, 2004.
- Mueller H., Zank, G.P., Lipatov, A.S., Self-consistent hybrid simulations of the interaction of the heliosphere with the local interstellar medium, *J. Geophys. Res.* 105, 27419-27438, 2000.
- Neugebauer, M., The three-dimensional solar wind at solar activity minimum, *Rev. Geophys.* 37, 1, 107-126, 1999.
- Opher, M., Liewer, P.C., Gombosi, T.I., et al., Probing the Edge of the Solar System: Formation of an Unstable Jet-Sheet, *Astrophys. J.* 591, L61-L65, 2003.
- Opher, M., Liewer, P. C., Velli, M.; Bettarini, L., Magnetic Effects at the Edge of the Solar System: MHD Instabilities, the de Laval Nozzle Effect, and an Extended Jet, *Astrophys. J.* 611, 575-586, 2004.

- Osterbart, R., and H. Fahr, A Boltzmann-kinetic approach to describe the entrance of neutral interstellar hydrogen into the heliosphere, *Astron. Astrophys.* 264, 260-269, 1992.
- Parker, E. N., The Stellar-Wind Regions, *Astrophys. J.* 134, 20-27, 1961.
- Pauls, H. and G. Zank, Interaction of a nonuniform solar wind with the local interstellar medium 2. A two-fluid model, *J. Geophys. Res.* 102, 19779-19788, 1997.
- Pogorelov, N. V., Periodic stellar wind / interstellar medium interaction, *Astron. Astrophys.* 297, 835, 1995.
- Pogorelov, N., Matsuda, T., Influence of the interstellar magnetic field direction on the shape of the global heliopause, *J. Geophys. Res.* 103, 237-245, 1998.
- Quemerais, E. and V. Izmodenov, Effects of the heliospheric interface on the interplanetary Lyman-alpha glow at 1 AU from the Sun, *Astronomy and Astrophysics*, v.396, p.269-281, 2002.
- Ratkiewicz, R., Barnes, A., Molvik, G. A., et al., Effect of varying strength and orientation of local interstellar magnetic field on configuration of exterior heliosphere: 3D MHD simulations, *Astron. Astrophys.* 335, 363, 1998.
- Ratkiewicz, R., Barnes, A., J. Spreiter, Local interstellar medium and modeling the heliosphere, *J. Geophys. Res.* 105, 25021-25031, 2000.
- Richardson, J.D., Wang, C., Burlaga, L.F., The solar wind in the outer heliosphere, *Advances in Space Research*, Volume 34, Issue 1, p. 150-156, 2004.
- Slavin, J. D., and Frisch, P.C., The Ionization of Nearby Interstellar Gas, *Astrophys. J.* 565, 364-379, 2002.
- Smith, C. W., Matthaeus, W. H., Zank, G. P., et al., Heating of the low-latitude solar wind by dissipation of turbulent magnetic fluctuations, *J. Geophys. Res.* 106, 8253-8272, 2001.
- Steinolfson, R.S., Termination shock response to large-scale solar wind fluctuations, *J. Geophys. Res.* 99, 13,307-13,314, 1994.
- Scherer, K., and Fahr, H., Breathing of heliospheric structures triggered by the solar-cycle activity, *Annales Geophysicae*, vol. 21, Issue 6, pp.1303-1313, 2003.
- Stone, E.C., News from the Edge of Interstellar Space, *Science*, 293, 55-56, 2001.
- Tanaka, T., Washimi, H., Solar cycle dependence of the heliospheric shape deduced from a global MHD simulation of the interaction process between a nonuniform time-dependent solar wind and the local interstellar medium, *J. Geophys. Res.* 104, 12605, 1999.
- Thomas, G. E., The interstellar wind and its influence on the interplanetary environment, *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.* 6, 173, 1978.
- Treumann, R., Macek, W., Izmodenov, V., Heliopause Radio Emission Scenario, *Astron. Astrophys.* 336, L45, 1998.
- Vasyliunas, V. M. and Siscoe, G. L., On the flux and the energy spectrum of interstellar ions in the solar system, *J. Geophys. Res.* 81, 1,247-1,252, 1976.
- Wang, C., Belcher, J., The heliospheric boundary response to large-scale solar wind fluctuations: A gasdynamic model with pickup ions, *J. Geophys. Res.* 104, 549-556, 1999.
- Williams, L., Zank, G., Matthaeus, W., Dissipation of pickup-induced waves: A solar wind temperature increase in the outer heliosphere?, *J. Geophys. Res.* 100, 17059-17068, 1995.
- Witte, M., Banaszkiwicz, M.; Rosenbauer, H., Recent Results on the Parameters of the Interstellar Helium from the Ulysses/Gas Experiment, *Space Sci. Rev.* 78, 289-296, 1996.
- Witte, M., Kinetic parameters of interstellar neutral helium. Review of results obtained during one solar cycle with the Ulysses/GAS-instrument, *Astron. Astrophys.* 426, 835-844, 2004.
- Wood, B. E., Muller, H.; Zank, G. P., Hydrogen Ly α Absorption Predictions by Boltzmann Models of the Heliosphere, *Astrophys. J.* 542, 493-503, 2000.
- Wolff, B., Koester, D., and Lallement, R., Evidence for an ionization gradient in the local interstellar medium: EUVE observations of white dwarfs, *Astron. Astrophys.*, 346, 969-978, 1999.
- Zaitsev, N., Izmodenov V., Solar cycle heliospheric interface variations: influence of neutralized solar wind, in *The Outer Heliosphere: The Next Frontiers*, Edited by K. Scherer, H. Fichtner, H. Fahr, and E. Marsch, COSPAR Colloquium Series, 11. Amsterdam: Pergamon Press, 65-69, 2001.
- Zank, G. P., Axford, W.I., & McKenzie, J. F., Instabilities in energetic particle modified shocks, *Astron. Astrophys.*, 233, 275, 1990.
- Zank, G., Pauls, H., Williams, L., Hall, D., Interaction of the solar wind with the local interstellar medium: A multifluid approach, *J. Geophys. Res.* 101, 21639-21656, 1996.
- Zank, G., Interaction of the solar wind with the local interstellar medium: a theoretical perspective, *Space Sci. Rev.* 89, 413-688, 1999.
- Zank, G. P., Mueller, H.-R., The dynamical heliosphere, *J. Geophys. Res.*, 108, pp. SSH 7-1, CiteID 1240, DOI 10.1029/2002JA009689, 2003.