

УДК 533.6.011:523.62

© 1993 г. В. В. БАРАНОВ

ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ГЕЛИОСФЕРЫ. ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

Солнечный ветер как процесс сверхзвукового газодинамического расширения солнечной короны был теоретически открыт Паркером [1]. Было показано, что модель статической короны Солнца, которая принималась ранее, дает давление на бесконечности, почти на два порядка величины превосходящее давление в межзвездной среде, оценивавшееся на основе наблюдений. Это противоречие привело к построению сферически-симметричного газодинамического решения, описывающего сверхзвуковое расширение солнечной короны (солнечный ветер). Позднее оно было обобщено на случаи учета вязкости, теплопроводности, магнитного поля, плазменных флуктуаций, температурной анизотропии и т. п. (более подробно см., например, в [2]). Асимптотические решения [1] при $r \rightarrow \infty$, где r — расстояние от Солнца, представляют гиперзвуковые течения с постоянной радиальной скоростью $V = V_\infty = \text{const}$ и с плотностью, убывающей по закону $\rho \sim r^{-2}$. Конкретные расчеты показали, что гиперзвуковая скорость достигается уже в районе орбиты Земли (при $r = r_E$) и в среднем она равна $V_\infty = V_E \approx 400$ км/с ($M \sim 10$).

Первые прямые измерения параметров межпланетной плазмы на таких гелиоцентрических расстояниях ($r \approx r_E$), полученные при помощи космических аппаратов «Луна-2», «Луна-3» и «Венера-1» [3—4], «Маринер-2», «Эксплорер-18» и др. [5, 6], подтвердили предсказания газодинамической теории.

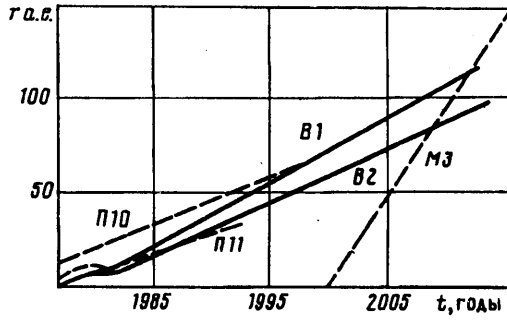
Однако уже с самого начала была видна ограниченность решения [1], в соответствии с которым динамическое ρV_∞^2 и статическое p давления стремятся к нулю при $r \rightarrow \infty$, в то время как давление p_∞ в межзвездной среде, окружающей солнечную систему (в дальнейшем будем называть ее локальной межзвездной средой), конечно. При этом возникает сложная проблема построения газодинамической структуры гелиосферы — области околосолнечной плазмы, ограниченной газом локальной межзвездной среды.

В течение длительного времени эта проблема вызывала чисто теоретический интерес [7—10]. Она стала чрезвычайно актуальной с начала 70-х годов, когда эксперименты по рассеянному солнечному излучению на длинах волн 1216 и 584 Å показали [11—16], что имеет место вторжение потоков атомов водорода и гелия в плазму солнечного ветра из локальной межзвездной среды со сверхзвуковой скоростью $V_\infty \sim 20$ км/с относительно Солнца (с температурой $T_\infty \sim 10^4$ К). При этом вектор скорости лежит почти в плоскости эклиптики (см. обзор [17]).

Сейчас американские космические аппараты «Вояджер-1», «Вояджер-2», «Пионер-10» и «Пионер-11», запущенные в 70-х годах, находятся на расстояниях в несколько десятков астрономических единиц, передают с этих расстояний научную информацию и будут ее передавать вплоть до начала XXI века. Кроме того, в конце 90-х годов в США планируется запуск космического аппарата «Межзвездный зонд» [18], который будет удаляться от Солнца со скоростью ~ 10 а. е./г и основной целью которого будет изучение структуры переходной области от солнечного ветра к локальной межзвездной среде.

На фиг. 1 изображены гелиоцентрические расстояния космических аппаратов «Вояджер», «Пионер» и «Межзвездный зонд» в различные моменты времени. В 2012 г. аппараты «Вояджер-1» и «Межзвездный зонд» будут находиться от Солнца примерно на одинаковом расстоянии в 120 а. е. Именно такие порядки расстояния предсказывает в настоящее время газодинамическая теория для местонахождения области сильного взаимодействия солнечного ветра с локальной межзвездной средой. Этот факт придает особый интерес предсказательным возможностям газодинамических моделей, обзору которых и посвящена настоящая статья.

В разд. 1 дается исторический обзор развития газодинамических моделей строения гелиосферы. Газодинамическая модель обтекания солнечного ветра сверхзвуковым потоком межзвездного газа описывается в разд. 2. В разд. 3 дается краткое описание научных программ исследования окружающего



Фиг. 1

Солнце космического пространства на больших гелиоцентрических расстояниях. Непрерывно пополняющиеся экспериментальные данные в этих программах требуют все нового и нового усовершенствования теоретических моделей. Формулировке новых газодинамических задач, связанных с этими проблемами, посвящен разд. 4. В конце приводятся основные выводы, которые можно сделать на основе изложенного в настоящей статье материала.

1. Исторический обзор. Создание теоретической модели взаимодействия солнечного ветра с локальной межзвездной средой, которая могла бы удовлетворительно объяснить наблюдаемые физические процессы, является актуальной задачей по следующим двум причинам. Во-первых, правильная интерпретация наблюдаемых физических явлений, таких, например, как рассеянное солнечное излучение на длинах волн 1216 \AA (для атомов H) и 584 \AA (для атомов He) или модуляция галактических космических лучей, возможна только на основе адекватной теоретической модели. И, во-вторых, внутренне непротиворечивая теоретическая модель дает возможность, пользуясь значениями хорошо измеряемых величин в физическом эксперименте, определять плохо измеряемые (или вообще неизмеряемые), например, степень ионизации локальной межзвездной среды.

Кроме того, теоретическая модель позволяет предсказать такие физические явления, которые еще не наблюдались, например, анизотропию радиомерцаний, анизотропию распространения галактических космических лучей и т. п. (см., например; [19]).

Впервые количественная газодинамическая модель взаимодействия звездного ветра (аналогично солнечному) с межзвездным газом была построена в [7]. Так как в то время не было прямых наблюдений движения межзвездного ветра относительно звезд и, в частности, Солнца, то рассмотрены три случая: истечение сверхзвукового звездного ветра в межзвездный газ, находящийся в покое; в межзвездный газ, движущийся с дозвуковой скоростью относительно звезды (дозвуковой межзвездный ветер); в однородное магнитное поле, давление которого много больше давления межзвездного газа.

Позднее была предложена модель обтекания солнечного ветра сверхзвуковым потоком межзвездного газа (сверхзвуковым межзвездным ветром) [10]. При этом предполагалось, что межзвездный газ движется относительно Солнца вследствие собственного движения Солнца относительно ближайших звезд.

Рассмотрим стационарное истечение сферически-симметричного звездного ветра в пространство, заполненное газом, находящимся в покое ($V_{\infty} = 0$) со статическим давлением $p_{\infty} \neq 0$, т. е. со следующими граничными условиями:

$$p \rightarrow p_{\infty}, \quad V \rightarrow 0 \quad \text{при} \quad r \rightarrow \infty \quad (1.1)$$

где r — расстояние от звезды, находящейся в начале координат. Формулировка

граничных условий в виде (1.1) предполагает пренебрежение межзвездным магнитным полем и галактическими космическими лучами.

Фактически задача сводится к построению решения для звездного ветра, в котором осуществляется его полное торможение с заданным на бесконечности давлением. Переход от сверхзвукового звездного ветра к межзвездному газу осуществляется через сферическую ударную волну. В гиперзвуковом пределе ($M_2 \gg 1$, $M_2 = V_2/a_1$, где $V = V_2 = \text{const}$ — радиальная скорость звездного ветра, a_1 — скорость звука до ударной волны) соотношения Рэнкина — Гюгонно имеют вид

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}, \quad \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}, \quad p_2 = \frac{2\rho_1 V_1^2}{\gamma + 1} \quad (1.2)$$

Здесь V , p , ρ и γ — скорость, давление, массовая плотность и отношение теплоемкостей, индексы 1 и 2 относятся к величинам до и после ударной волны соответственно. Поскольку позади ударной волны число Маха мало ($M_2 \ll 1$), течение можно считать несжимаемым ($\rho_2 = \text{const}$). При использовании граничного условия (1.1) интеграл Бернулли имеет вид

$$p + \frac{1}{2}\rho_2 V^2 = p_2 + \frac{1}{2}\rho_2 V_2^2 = p_\infty \quad (1.3)$$

Из уравнения неразрывности для течения до ударной волны получим, учитывая, что скорость звездного ветра в гиперзвуковой области постоянна ($V_1 = \text{const}$)

$$\rho r^2 = \rho_0 r_0^2 = \rho_1 r_1^2 \quad (1.4)$$

Здесь индекс 0 означает известные значения параметров в точке $r = r_0$, а r_1 — гелиоцентрическое расстояние до ударной волны.

После подстановки (1.2) и (1.4) в (1.3) имеем

$$r_1 = r_0 \left[\frac{\gamma + 3}{2(\gamma + 1)} \frac{\rho_0 V_1^2}{p_\infty} \right]^{1/2} \quad (1.5)$$

Эта формула определяет границу гиперзвукового звездного ветра, т. е. расстояние до ударной волны.

Из уравнения неразрывности за ударной волной получим

$$V = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} V_1 \left(\frac{r_1}{r} \right)^2 \quad (1.6)$$

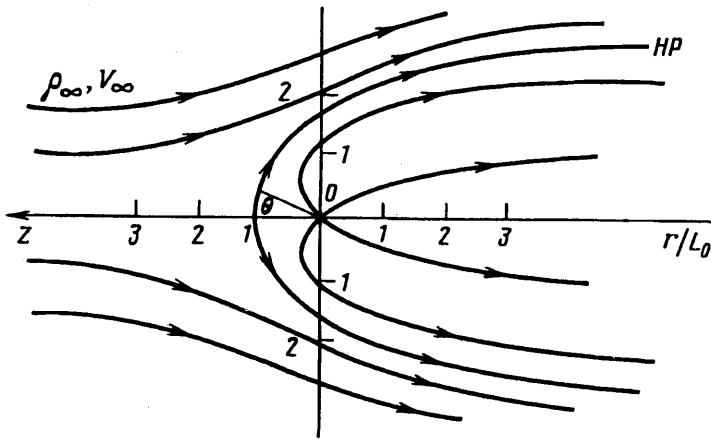
т. е. скорость звездного ветра в этой области убывает как квадрат расстояния от звезды. Условия (1.1) при этом будут удовлетворены.

Чтобы оценить порядок величины r_1 , предположим, что $V_1 = 4 \cdot 10^7$ см/с, $\rho_\infty = 10^{-13}$ дин/см², $n_0 = 5$ см⁻³ ($\rho_0 = m_p n_0$, где m_p — масса протона), $\gamma = 5/3$. Эти значения соответствуют значениям параметров солнечного ветра на орбите Земли, т. е. $r_0 = r_E$. Тогда из (1.5) получим $r_1/r_0 \approx 350$ и расстояние до ударной волны в солнечном ветре, которую в дальнейшем будем называть гелиосферной ударной волной, в рассматриваемом случае составит несколько сотен астрономических единиц.

При обтекании сферически-симметричного звездного ветра поступательным потоком межзвездного газа (межзвездным ветром) с постоянной плотностью ρ_∞ , скоростью V_∞ и давлением p_∞ возникает течение, обладающее осевой симметрией. Для аналитического решения такой задачи было предположено [7]

$$\rho_\infty V_\infty^2 \ll 2p_\infty \quad (1.7)$$

т. е. число Маха набегающего на звездный ветер потока мало ($M_\infty^2 \ll 1$). Для этого случая линии тока представлены на фиг. 2 [7]. Ударная волна в звездном ветре, как и в предыдущем случае, не отличается от сферической в силу предположения (1.7). При этом ее радиус r_1 много меньше характерного размера



Фиг. 2

течения L_0 ($r_1 \ll L_0$) и по этой причине ударная волна не изображена на фиг. 2. Дозвуковой межзвездный ветер непосредственно взаимодействует с дозвуковым звездным ветром, прошедшим через сферическую ударную волну при $r = r_1$ (r_1 — расстояние от звезды, находящейся в начале координат).

Контактный разрыв (в крыльях — тангенциальный) отделяет дозвуковой межзвездный ветер от дозвукового звездного ветра и представляет собой внешнюю границу последнего. Часто эту границу в солнечном ветре называют гелиопаузой (HP на фиг. 2).

За сферической ударной волной звездный ветер можно считать несжимаемой жидкостью ($M_2 \ll 1$). Несжимаемой жидкостью можно считать и межзвездный ветер в силу (1.7). В рассматриваемом случае можно предположить течение потенциальным

$$\mathbf{V} = -\rho^{-1/2} \text{grad } \varphi, \quad \Delta \varphi = 0 \quad (1.8)$$

Положим $\rho = \rho_2$ для дозвуковой области звездного ветра и $\rho = \rho_\infty$ для межзвездного ветра. Граничными условиями для уравнения (1.8) будут

$$-\text{grad } \varphi = \rho_\infty^{1/2} \mathbf{V}_\infty \quad (r \rightarrow \infty) \quad (1.9)$$

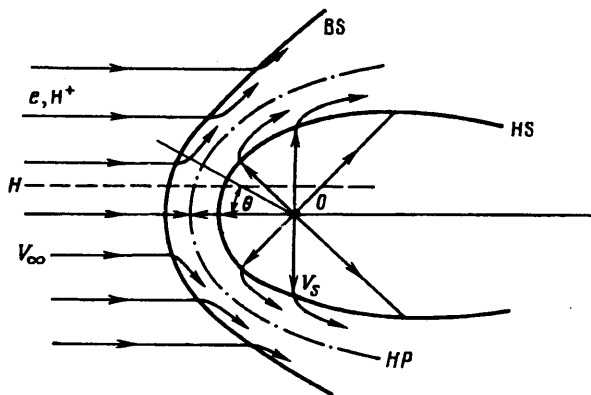
$$-\text{grad } \varphi = \rho_2^{1/2} \mathbf{V}_2 \quad (r = r_1) \quad (1.10)$$

где ρ_2 и V_2 определяются из соотношений Рэнкина — Гюгонио (1.2). Представим потенциал в виде

$$\varphi(r, \theta) = \rho_\infty^{1/2} V_\infty r \cos \theta + \rho_2^{1/2} V_2 \frac{r^2}{r}, \quad (1.11)$$

где угол θ отсчитывается от оси z , направление которой противоположно направлению невозмущенной скорости межзвездной среды V_∞ , а r_1 определяется (1.5). Потенциал (1.11) удовлетворяет уравнению Лапласа (1.8) и граничному условию (1.9). Если предположить, что динамическое давление звездного ветра сразу за ударной волной много больше динамического давления невозмущенного межзвездного ветра ($\rho_\infty V_\infty^2 \ll \rho_2 V_2^2$), то потенциал будет удовлетворять и условию (1.10), т. е. будет решением сформулированной выше задачи.

За характерный масштаб явления L_0 примем то расстояние, на котором динамическое давление звездного ветра станет сравнимо с динамическим давлением невозмущенной межзвездной среды ($\rho_2 V_2^2 \approx \rho_\infty V_\infty^2$).



Фиг. 3

Используя (1.6), в сферически-симметричном случае для характерного размера L_0 имеем

$$L_0 = r_1 \left(\frac{\rho_2 V_2^2}{\rho_\infty V_\infty^2} \right)^{1/4} \gg r_1 \quad (1.12)$$

т. е. характерный размер течения много больше расстояния до ударной волны. Уравнение линий тока имеет вид

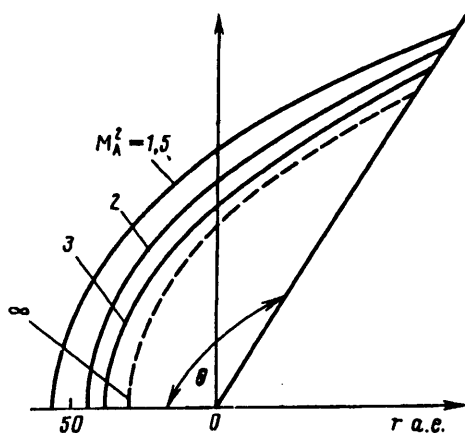
$$(r^2 \cos^2 \theta/2 - L_0^2) \sin^2 \theta/2 = C \quad (1.13)$$

Для тангенциального (или контактного) разрыва, разделяющего звездный ветер и межзвездную среду, $C = 0$, $r \cos \theta/2 = L_0$, и характерный размер L_0 представляет собой радиальное расстояние до границы раздела в точке торможения ($\theta = 0$). Из (1.13) при $\theta \rightarrow \pi$ легко получить $r \sin \theta \approx 2L_0$, т. е. в хвосте форма тангенциального разрыва стремится к цилиндрической поверхности радиуса $2L_0$.

Рассмотрим случай вытекания звездного ветра в однородное межзвездное магнитное поле B_∞ , давление которого $B_\infty^2/8\pi$ много больше как давления межзвездного газа (статического и динамического), так и давления космических лучей [7]. Сферическая симметрия звездного ветра в этом случае нарушается тем, чем тормозящий эффект однородного магнитного поля различен в разных направлениях. Поскольку магнитное число Рейнольдса в солнечном ветре можно считать бесконечным ($R_m \gg 1$), то магнитные силовые линии межзвездного поля раздвигаются и образуется каверна, вытянутая вдоль магнитного поля и заполненная плазмой солнечного ветра. Течение симметрично относительно оси, проходящей через начало координат параллельно B_∞ , и относительно плоскости, проходящей через начало координат перпендикулярно B_∞ .

В [7] было предположено, что переход от сверхзвукового звездного ветра к дозвуковому, как и в рассмотренных выше случаях, осуществляется через сферическую ударную волну. Однако нет четкого критерия справедливости этого предположения. Поэтому здесь не будем выписывать довольно громоздкого решения, разбор которого имеется в [2]. Кроме того, это решение не является единственным.

Несмотря на то, что к началу 70-х годов не было никаких наблюдений систематического движения межзвездной среды в окрестностях солнечной системы относительно Солнца, был известен факт наличия собственного движения звезд относительно друг друга. В частности, скорость Солнца относительно ближайших звезд определяется равной 20 км/с, а ее направление (апексное направление)



Фиг. 4

составляет при этом угол $\sim 53^\circ$ к плоскости эклиптики. Для оцениваемой температуры межзвездной среды $T_\infty \sim 10^4$ К эта скорость сверхзвуковая.

В работе [10] было сделано предположение, что в системе координат, связанной с Солнцем, имеет место обтекание солнечного ветра межзвездной средой. Газодинамическая картина обтекания представлена на фиг. 3. Здесь головная ударная волна BS , через которую проходит межзвездный ветер при своем торможении на солнечном, HS — гелиосферная ударная волна, через которую проходит солнечный ветер при своем торможении на межзвездном. Плазма солнечного ветра отделяется от плазмы межзвездного газа гелиопаузой HP , которая представляет собой тангенциальный разрыв во флангах и контактный разрыв вблизи точки торможения. Гелиосферная ударная волна не сферическая. При $\theta \rightarrow \pi$ (в следе) она должна отходить на большие гелиоцентрические расстояния, поскольку скорость солнечного ветра (~ 400 км/с) много больше скорости межзвездного ветра (~ 20 км/с) и вытекание солнечного ветра в хвост происходит, как в покоящуюся среду. Гелиоцентрическое расстояние до этой ударной волны в следе можно оценить по формуле (1.5).

Для построения количественной модели течения в [10] было сделано предположение о гиперзвуковом характере обоих встречных потоков газа. При этом в ньютоновском приближении тонкого слоя [20] расстояние между ударными волнами BS и HS мало по сравнению с их расстоянием от Солнца, т. е. толщиной области между BS и HS можно пренебречь. В этом случае уравнения для определения поверхности раздела двух потоков, обладающей цилиндрической симметрией, будут иметь вид (для общности в эти уравнения введено магнитное поле B_∞ , параллельное V_∞ , что не нарушает цилиндрической симметрии течения [21])

$$\rho_\infty V_{\infty n}^2 + \frac{B_{\infty \tau}^2}{8\pi} - \frac{B_{\infty n}^2}{8\pi} = \rho_1 V_{1n}^2 + \frac{mV_s}{2\pi R_z r \sin \theta}$$

$$\frac{d}{de} (mV_s) = 2\pi r \sin \theta \left(\rho_\infty V_{\infty n} V_{\infty \tau} + \rho_1 V_{1n} V_{1\tau} - \frac{B_{\infty n} B_{\infty \tau}}{4\pi} \right) \quad (1.14)$$

Здесь m — масса газа, втекающая в слой между BS и HS из солнечного ветра и из межзвездной среды в единицу времени со скоростями V_s , V_∞ и плотностями ρ_1 , ρ_∞ соответственно, B_∞ — вектор индукции магнитного поля в межзвездной среде, R_z — радиус кривизны заранее неизвестной поверхности,

заменяющей этот слой, V_s — средняя (по площади поперечного сечения слоя) скорость вдоль слоя, r и θ — полярные координаты, индексы n и τ относятся к проекциям на направления, нормальное и касательное к слою

$$m = \pi r^2 \rho_\infty V_\infty \sin^2 \theta + 2\pi r^2 \rho_1 V_s (1 - \cos \theta)$$

$$R_x = \frac{(r^2 + r'^2)^{3/2}}{r^2 + 2r'^2 - rr''}, \quad r = r(\theta)$$

штрих означает производную по полярному углу θ . Последний член справа в первом уравнении (1.14) представляет собой центробежную силу.

Эти уравнения были обобщены на нестационарный случай и на случай произвольно направленного магнитного поля в работе [22], а также использовались для исследования взаимодействия звездного ветра с глобулами в областях III межзвездной среды [23].

Исключая из (1.14) величины V_s , m , R_x и используя некоторые геометрические соотношения, легко получить нелинейное дифференциальное уравнение третьего порядка для определения формы $r = r(\theta)$ поверхности разрыва (слоя между BS и HS). Численное решение этого уравнения при соответствующих граничных условиях представлено на фиг. 4 [10] для $\rho_\infty = 10^{-24}$ г·см⁻³, $V_\infty = 20$ км/с, $\rho_E = 3 \cdot 10^{-24}$ г·см⁻³, $V_s = 400$ км/с (более подробно о решении задачи см., например, в [2]). Гелиоцентрическое расстояние до переходной области от солнечного ветра к межзвездной среде возрастает с ростом магнитного поля (с уменьшением альфвеновского числа Маха $M_A = V_\infty / B_\infty \sqrt{4\pi\rho_\infty}$). При $B_\infty = 0$ ($M_A = \infty$) в апексном направлении оно равно 40 а. е.

В настоящее время плотность ρ_∞ оценивается величиной ниже, чем принята в приведенном примере, поэтому расстояние до границы невозмущенного солнечного ветра превосходит 40 а. е. Это соответствует прямым измерениям на аппаратах «Вояджер» и «Пионер» (см. ниже).

Рассмотренная в этом разделе модель справедлива, если справедливо гидродинамическое описание явления. Поэтому в [10] предполагалось, что межзвездный ветер представляет собой поток полностью ионизованной водородной плазмы, поскольку нейтральные частицы имеют существенно большую длину свободного пробега. В частности, при наличии атомов Н в межзвездной среде они могли бы свободно пересекать все три поверхности сильного разрыва, изображенные на фиг. 3 (штриховой линией показана возможная траектория такого атома).

В связи с тем что вторжение атомов Н и He из межзвездной среды в солнечную систему со сверхзвуковой скоростью было впервые обнаружено экспериментально, возник вопрос о пересмотре газодинамической модели, предложенной в [10]. Причиной необходимости такого пересмотра были два обстоятельства. Во-первых, если межзвездный ветер состоит из потока нейтральных атомов, то гидродинамическое описание обтекания солнечного ветра становится некорректным. Во-вторых, если межзвездный ветер состоит не только из нейтральной, но и из плазменной компонент, то возникает проблема их взаимного влияния. В [24] качественно было показано, что процессы перезарядки атомов Н с протонами в области между головной ударной волной BS и гелиопаузой HP могут существенно повлиять как на прохождение этих атомов из межзвездной среды в солнечный ветер, так и на газодинамическую структуру переходной области.

Последующие численные расчеты показали [25, 26], что область между ударными волнами BS и HS не является тонкой и не описывается в рамках уравнений ньютоновского приближения (1.14), как предполагалось в [10], и, кроме того, эта область является хорошим «фильтром» для вторгающихся атомов Н из межзвездной среды в солнечную систему.

2. Газодинамическая модель сверхзвукового обтекания солнечного ветра. Эксперименты по рассеянному солнечному излучению на длинах волн 1216 и

584 Å показали [11—16], что имеет место направленное движение межзвездных атомов H и He относительно Солнца. Это движение является сверхзвуковым ($V_{\infty} \sim 20$ км/с, $T_{\infty} \sim 10^4$ K), а вектор скорости V_{∞} лежит почти в плоскости эклиптики. Последнее обстоятельство привело к выводу о том, что межзвездная среда имеет собственное движение, а обтекание солнечного ветра не является следствием только движения Солнца относительно ближайших звезд, как это было предположено в [10] (вектор V_{∞} в этом случае составлял бы угол $\sim 53^\circ$ с плоскостью эклиптики).

Интерпретация данных по рассеянному солнечному излучению велась в предположении, что межзвездная среда состоит только из нейтральных частиц. Однако это предположение может приводить к неверным выводам о значениях скорости, температуры и концентрации нейтральных атомов H и He в локальной межзвездной среде. Действительно, если межзвездная среда есть частично ионизованный газ, то взаимодействие солнечного ветра с плазменной компонентой (протонами и электронами) локальной межзвездной среды может сильно повлиять на проникновение нейтральных атомов в солнечную систему [24]. При этом основным процессом, ограничивающим это проникновение, оказывается перезарядка атомов водорода на протонах. Анализ наблюдательных данных и результаты теоретических расчетов (см., например, [27, 28]) показали, что локальная межзвездная среда частично ионизована, хотя степень ее ионизации и является плохо определяемым параметром. При этом относительно Солнца она движется со сверхзвуковой скоростью, что привлекло особое внимание к газодинамической модели, рассмотренной в [10].

Использование в [10] для описания взаимодействия межзвездной среды с солнечным ветром уравнений газовой динамики обосновывалось тем, что либо длина свободного пробега, связанная с кулоновскими столкновениями, мала по сравнению с характерным размером задачи (например, размером поверхности раздела двух потоков), либо возникает пучковая неустойчивость при проникновении двух потоков плазмы друг в друга, которая обеспечивает соответствующую «эффективную» длину свободного пробега, связанную с «коллективными» процессами в плазме.

Поскольку локальная межзвездная среда представляет собой частично ионизованную плазму, то будем предполагать, что взаимодействие солнечного ветра с ее плазменной компонентой, как и в [10], может быть описано в рамках уравнений газовой динамики. Однако в отличие от [10] необходимо учесть обоюдное влияние плазменной и нейтральной компонент. При достаточно высокой степени ионизации локальной межзвездной среды качественная картина течения остается той же, что изображена на фиг. 3.

Ниже будем предполагать, что скорости V_{∞} и температуры T_{∞} невозмущенных потоков плазменной компоненты и атомов водорода локальной межзвездной среды совпадают. Поскольку космическое содержание гелия в 10 раз ниже космического содержания атомов водорода, то далее гелий не принимается в расчет. Резонансная перезарядка атомов H с протонами может существенно повлиять на движение плазменной компоненты вследствие процесса захвата вновь образовавшихся протонов плазмой [24]. Возникает сложная проблема взаимодействия плазмы солнечного ветра и межзвездной среды с атомами H.

Рассмотрим теперь задачу об обтекании солнечного ветра сверхзвуковым потоком газа межзвездной среды, состоящим из плазменной (протоны и электроны) и нейтральной (атомы H) компонент [29, 30]. Введем сферическую систему координат с центром на Солнце. Ось z направим антипараллельно невозмущенной скорости V_{∞} межзвездной среды. Эта ось является осью симметрии задачи, если течение солнечного ветра считать сферически-симметричным. Предположим, что течение стационарно, т. е. параметры рассматриваемой задачи зависят только от r — расстояния от Солнца и θ — полярного угла.

Уравнения движения, неразрывности, энергии и состояния для плазмы в этом случае имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho v r^2}{\partial r} + \frac{r}{\sin \theta} \frac{\partial \rho v_0 \sin \theta}{\partial \theta} &= 0 \\ v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_0}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} - \frac{v_0^2}{r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} &= v_c u_r \\ v_r \frac{\partial v_0}{\partial r} + \frac{v_0}{r} \frac{\partial v_0}{\partial \theta} + \frac{v_r v_0}{r} + \frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \theta} &= v_c u_0 \\ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[\left(\frac{5kT}{m_p} + \frac{v_r^2 + v_0^2}{2} \right) \rho v_r r^2 \right] + \frac{1}{r \sin \theta} \left[\left(\frac{5kT}{m_p} + \frac{v_r^2 + v_0^2}{2} \right) \times \right. \\ \left. \times \rho v_0 \sin \theta \right] &= \rho v_c (u_r v_r + u_0 v_0) + \rho v_c \left(\frac{v_r^2 + v_0^2}{2} + \frac{3kT_H}{m_H} - \frac{3kT}{m_p} \right) \\ p &= 2\rho kT/m_p \end{aligned} \quad (2.1)$$

где v_r , v_0 — компоненты скорости вдоль радиуса вектора и полярного угла соответственно, T — температура, p — давление, ρ — массовая плотность, k — постоянная Больцмана, m_H и m_p — масса атома водорода и протона соответственно. Правые стороны уравнений движения и энергии описывают изменение импульса и энергии плазмы вследствие процессов резонансной перезарядки протонов с атомами H (изменение массы при этом равно нулю вследствие $m_H \approx m_p$). Конкретный вид этих источников членов сильно зависит от предположений о характере захвата вновь образовавшихся протонов плазмой (в (2.1) делается предположение об их мгновенном захвате). Для математического описания этих членов будем использовать формулы [31, 32]

$$\begin{aligned} v_c &= n_H \sigma u_*, \quad u_* = \left[u_r^2 + u_0^2 + \frac{128k(T + T_H)}{9\pi m_H} \right]^{1/2} \\ u_r &= -(v_r - v_{rH}), \quad u_0 = -(v_0 - v_{0H}) \end{aligned} \quad (2.2)$$

где σ — эффективное сечение перезарядки ($\sim (2-6) \cdot 10^{-15}$ см²) и является в общем случае функцией относительной скорости протона и атома, индекс H относится к атомам водорода, n_H — их концентрация, T_H — температура, $V_H = \{v_{rH}, v_{0H}, 0\}$ — вектор скорости, v_c — частота столкновений, связанных с резонансной перезарядкой.

Аналитические формулы (2.2) получены в предположении, что функции распределения сталкивающихся частиц максвелловские. Ниже будет показано, что в рассматриваемой задаче это может быть верным только в том случае, когда длина свободного пробега для процесса перезарядки меньше (или равна) толщине области между головной ударной волной BS и гелиопаузой HP .

Для замыкания системы необходимо добавить уравнения для атомов водорода. Длина свободного пробега атомов H сравнима с характерным масштабом рассматриваемой задачи, поэтому, строго говоря, невозможно использовать уравнения гидродинамики для атомов водорода, а использование уравнения Больцмана для их функции распределения сильно ограничено сложностью последнего.

В работах [29, 30] делалось предположение, что скорость и температура атомов водорода всюду постоянны и равны V_∞ и T_∞ . При этом пренебрегалось процессами вторичной перезарядки, т. е. учитывался только сток атомов H, движущихся из межзвездной среды со скоростью V_∞ , вследствие их резонансной перезарядки с протонами

$$v_{rH} = -V_\infty \cos \theta, \quad v_{0H} = V_\infty \sin \theta, \quad T_H = T_\infty$$

$$V_\infty = \text{const}, \quad T_\infty = \text{const} \quad (2.3)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (m_{\text{H}} n_{\text{H}} v_{\text{H}} r^2) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (m_{\text{H}} n_{\text{H}} v_{\text{H}} \sin \theta) = -\rho v_c$$

В качестве граничных условий для решения задачи ставятся условия удовлетворения соотношениям Рэнкина — Гюгонио на ударных волнах *BS* и *HS*, равенство давлений p и равенство нулю нормальной компоненты скорости ($V_n = 0$) на гелиопаузе *HP* (фиг. 3). При этом все три поверхности сильного разрыва заранее неизвестны. В случае отсутствия нейтральных атомов водорода этих граничных условий вместе с условиями симметрии на линии торможения ($\theta = 0$) было бы достаточно для решения поставленной задачи, поскольку в этом случае решение для невозмущенного сферически-симметричного солнечного ветра известно. Однако при наличии потоков атомов *H* процессы перезарядки изменяют решение для солнечного ветра. Оценки показали, что это влияние может быть существенным при $r \gg r_E$. Поэтому принимается, что на орбите Земли ($r = r_E$) заданы невозмущенные значения параметров солнечного ветра. Эти значения хорошо известны из экспериментов. Задачу замыкает граничное условие $n_{\text{H}} = n_{\text{H}\infty}$ на головной ударной волне *BS*.

Решение сформулированной задачи зависит от пяти безразмерных параметров

$$M_\infty = \frac{V_\infty}{a_\infty}, \quad K = \frac{\rho_E V_E^2}{\rho_\infty V_\infty^2} = \frac{n_E V_E^2}{n_\infty V_\infty^2} \quad (n_{r_\infty} \approx n_{p_\infty}) \quad (2.4)$$

$$q = \frac{\rho_{\text{H}\infty}}{\rho_\infty} = \frac{n_{\text{H}\infty}}{n_\infty}, \quad \varphi = \sigma r_E n_{e\infty} \sqrt{K}, \quad \chi = \frac{T_0}{T_\infty}$$

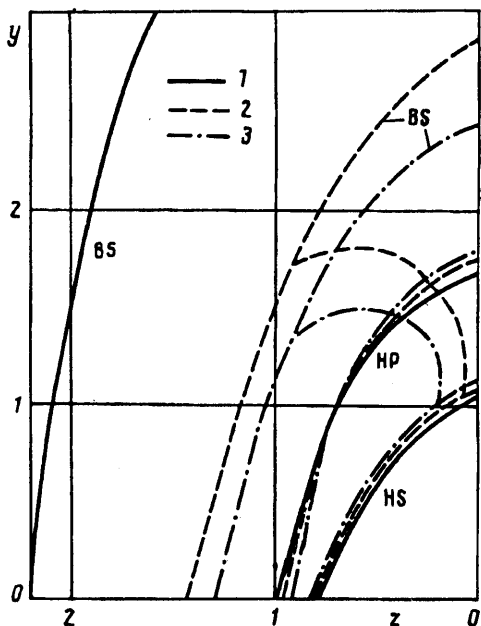
где φ характеризует процессы резонансной перезарядки, χ — отношение температур торможения для солнечного ветра и межзвездной среды, M_∞ — число Маха межзвездной среды, K — отношение динамического давления солнечного ветра на орбите Земли к динамическому давлению невозмущенного межзвездного ветра. Параметр q характеризует степень ионизации межзвездной среды.

Расчеты поставленной задачи были проведены при использовании конечно-разностного нестационарного метода, основанного на разностной схеме работы [33]. Для расчета течений в двух областях, разделенных поверхностью *HP*, этот метод применительно к задачам о дозвуковом и сверхзвуковом вдуве из обтекаемого твердого тела в набегающий сверхзвуковой поток был модифицирован в [34, 35]. Стационарное решение задачи получается методом установления при независимых от времени граничных условиях.

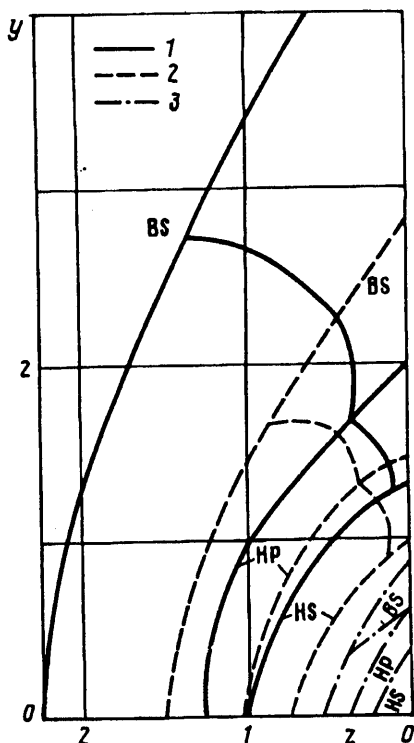
Результаты расчетов показали слабую зависимость от параметра χ и ею ниже пренебрегаем. Кроме того, было найдено, что все характерные масштабы задачи, например гелиоцентрические расстояния до поверхностей сильного разрыва *BS*, *HS*, *HP*, подобны по параметру \sqrt{K} , что существенно расширяет область применимости результатов численных расчетов.

На фиг. 5, 6 изображены положения и формы головной ударной волны *BS*, гелиопаузы *HP* и гелиосферной ударной волны *HS* как функции числа Маха M_∞ и параметра q при фиксированном значении параметра $\varphi = 0,8$. Все линейные размеры на этих фигурах отнесены к $r_E \sqrt{K}$. Ось z направлена вдоль оси симметрии навстречу набегающему потоку межзвездного газа, а ось y перпендикулярна к оси симметрии. Кривые 1—3 на фиг. 5 соответствуют значениям параметра $M_\infty = 1,1; 2; 4$ при $q = 1$, а на фиг. 6 — значениям $q = 0; 1; 10$ при $M_\infty = 2$. На фиг. 5, 6 показаны также положения звуковых линий.

Изменение числа Маха межзвездного ветра влияет только на размеры области между *BS* и *HP* и почти не влияет на положение и форму области сжатого в ударной волне солнечного ветра. Процессы же резонансной перезарядки атомов



Фиг. 5



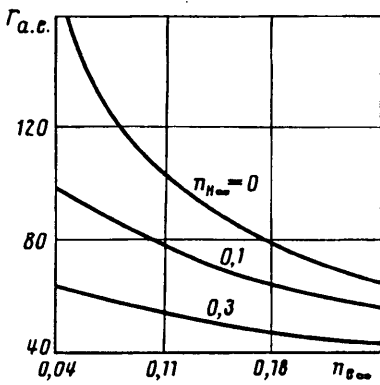
Фиг. 6

H , вторгающихся из межзвездной среды в солнечный ветер, могут существенно приблизить к Солнцу всю область сильного взаимодействия плазменной компоненты межзвездной среды с солнечным ветром (область между BS и HS). При $q = 0$ (межзвездная среда состоит только из плазменной компоненты) результаты, представленные на фиг. 6 [29, 30], совпадают с результатами, полученными в [25]. В частности, в [25] было показано, что ньютоновское приближение тонкого слоя некорректно для модели взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой, поскольку толщина области между BS и HS сравнима с их расстоянием от Солнца.

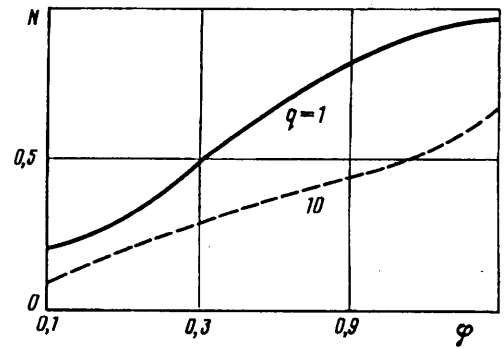
В связи с полетами космических аппаратов «Вояджер-1», «Вояджер-2», «Пионер-10» и «Пионер-11» интересно знать примерные расстояния до поверхностей сильного разрыва BS , HP и HS и особенно до гелиосферной ударной волны.

Эти расстояния сильно зависят от невозмущенных значений параметров взаимодействующих потоков. И если параметры солнечного ветра на орбите Земли (n_E , V_E , T_E) известны очень хорошо из экспериментов, то разброс оценок значений параметров межзвездной среды в окрестности солнечной системы может быть большим. Так, например, интерпретация данных по рассеянному солнечному излучению на длине волны 1216 \AA без учета процессов резонансной перезарядки в области между BS и HP [11–15] приводит к средним значениям для параметров атомарного водорода $n_{H\infty} \approx 0,05 \text{ см}^{-3}$, $V_\infty \approx 20 \text{ км/с}$ и $T_\infty \approx 10^4 \text{ К}$. Астрофизические же наблюдения по поглощению излучения от далеких звезд [36] дают для концентрации $n_{H\infty} \approx 0,1–0,3 \text{ см}^{-3}$. Оценки показывают, что учет резонансной перезарядки в области между BS и HP мог бы устранить это расхождение значений $n_{H\infty}$ (см. конец настоящего раздела).

Средние значения концентрации электронов ($n_{e\infty} \approx 0,04 \text{ см}^{-3}$) были определены



Фиг. 7



Фиг. 8

по измерению дисперсии радиосигналов от пульсаров. Эти значения есть результат осреднения по большим расстояниям (в несколько сот парсек и более) и по большому числу измерений радиоизлучения от разных пульсаров [37]. При этом имеет место большой разброс данных по разным пульсарам. Например, для направления на пульсар PSR 1642-03 значение концентрации электронов получается равным $n_{\infty} \approx 0,21-0,25 \text{ см}^{-3}$. Такой же порядок величины концентрации электронов получается на основе анализа оптических эмиссионных линий, проведенного на спутнике «Коперник» [38—40]. Однако исследования эмиссии и поглощения в ультрафиолетовой спектральной области могут приводить к значениям n_{∞} , на два и более порядка величины меньшим.

Таким образом, электронная концентрация в межзвездной среде в окрестностях солнечной системы является плохо измеряемой величиной.

Температуры и скорости заряженных частиц в локальной межзвездной среде практически неизвестны. Поэтому в дальнейшем будем предполагать, что они равны V_{∞} и T_{∞} — скорости и температуре нейтральных атомов водорода.

Если принять на орбите Земли $n_E = 5 \text{ см}^{-3}$, $V_E = 400 \text{ км/с}$, а скорость межзвездной среды относительно Солнца $V_{\infty} = 25 \text{ км/с}$, то из данных, представленных на фиг. 5, 6, легко получить гелиоцентрическое расстояние до гелиосферной ударной волны как функцию концентрации электронов n_{∞} при различных значениях концентрации атомов водорода $n_{H\infty}$. Эти результаты вдоль оси симметрии представлены на фиг. 7. Как показали расчеты, они почти не зависят от числа Маха M_{∞} и параметра φ в реальных диапазонах их изменения $1,1 \leq M_{\infty} \leq 4$ и $0,4 \leq \varphi \leq 2,7$.

Имея в виду расстояния, на которых находятся аппараты «Вояджер-1», «Вояджер-2» и «Пионер-11» (фиг. 1), и результаты, представленные на фиг. 7, можно надеяться, что эти аппараты могут пересечь гелиосферную ударную волну в ближайшее время («Пионер-10» движется в хвостовую область, где отход гелиосферной ударной волны существенно больше), а «Межзвездный зонд», если он будет запущен [18], пересечет ее в начале следующего столетия. Экспериментальное определение гелиосферной ударной волны (ее положения) может позволить определить концентрацию электронов в набегающем потоке межзвездной среды, пользуясь результатами модели, рассмотренной выше.

Для правильной интерпретации экспериментов по рассеянному солнечному излучению на длине волны 1216 \AA интересно оценить влияние области сильного взаимодействия солнечного ветра с плазменной компонентой межзвездной среды на проникновение атомов H в солнечную систему. Этот эффект сильно зависит от параметра φ .

На фиг. 8 представлена величина $N = (n_{H\infty} - n_H^*)/n_{H\infty}$ степени «выживания» атомов водорода при прохождении их в солнечную систему вдоль луча $\theta = 0$ как функции параметра φ при $M_\infty = 2$ и $q = 1$; 10. Здесь n_H^* — концентрация атомов водорода на гелиосферной ударной волне HS . Расчеты показали [30], что $n_H^* \approx n_H'$ (n_H' — плотность атомов H на гелиопаузе HP), т. е. основным фильтром для атомов водорода является область между головной ударной волной BS и гелиопаузой HP. Последнее означает, что главным процессом для атомов H, движущихся в солнечную систему со скоростью $V_\infty \sim 20-25$ км/с, является процесс резонансной перезарядки на протонах межзвездной среды, сжатых в ударной волне BS .

Интерпретация рассеянного солнечного излучения на длине волны 1216 \AA в [11—15] приводит к значению $n_H \approx 0,05 \text{ см}^{-3}$, которое следует отнести к точке, соответствующей гелиосферной ударной волне HS или к гелиопаузе HP ($n_H^* \approx n_H'$), а не к межзвездной среде. Такое значение концентрации атомов водорода в [11—15] и в ряде последующих работ было отнесено к межзвездной среде, поскольку в этих работах не учитывается влияние плазменной компоненты межзвездной среды (не учитывается влияние вышеупомянутого фильтра).

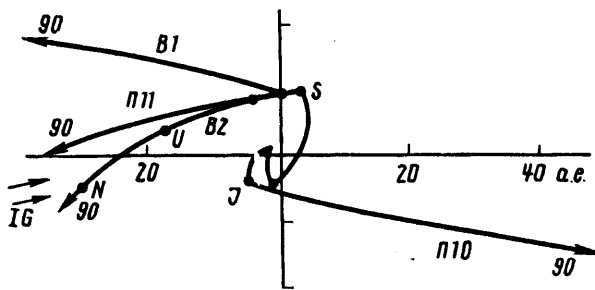
3. Научная программа экспериментальных исследований гелиосферы. Научную программу экспериментальных исследований гелиосферы можно условно разделить на две части: прямые измерения параметров и косвенные. К последним относятся, например, рассмотренное в разд. 2 определение параметров (скорости, плотности и температуры) атомов водорода и гелия по измерениям рассеянного солнечного излучения на длинах волн 1216 и 584 \AA соответственно. При этом наиболее информативными для определения параметров H оказались эксперименты, которые проводились на аппаратах «Прогноз-5» и «Прогноз-6» (см. [41]). На аппаратах «Вояджер» и «Пионер» надежно измеряется только концентрация атомов водорода (см. [42]).

Асимметрия картины обтекания солнечного ветра межзвездной средой относительно скорости набегающего потока (фиг. 3) приводит к другим косвенным возможностям определения формы и размера гелиосферы (область, ограниченная гелиопаузой HP).

Так, например, на космических аппаратах «Вояджер» и «Пионер» систематически наблюдается изменение со временем (модуляция) характеристик галактических космических лучей. При этом измерения на разных аппаратах дают возможность определять (хотя и очень грубо) радиальные, широтные и долготные градиенты их интенсивности, которые при этом могут быть различными в различных направлениях.

Модуляция галактических космических лучей связывается с процессами диффузии галактических космических лучей в гелиосфере, а гелиосферная ударная волна HS является важным механизмом изменения их спектра и интенсивности. Эти процессы будут сильно различаться в головной и хвостовой частях гелиосферы из-за отмеченной выше асимметрии картины обтекания [43, 44]. В частности, спектры космических лучей, получаемые в настоящее время на аппаратах «Вояджер-1» и «Вояджер-2», удаляющихся от Солнца в сторону набегающего потока межзвездной среды, должны отличаться от спектров, получаемых на аппарате «Пионер-10», идущим в хвост гелиосферы. На фиг. 9 изображены проекции траектории аппаратов «Вояджер-1» и «Вояджер-2», «Пионер-10» и «Пионер-11» на плоскость эклиптики, число 90 указывает на местоположение соответствующего аппарата в 1990 г. На этой фигуре: S — Сатурн, J — Юпитер, U — Уран, N — Нептун, IG — Межзвездный газ.

Оценки, выполненные на основе этих экспериментов [45, 46], приводят к размеру области сильного изменения физических характеристик галактических космических лучей от 50 и более а. е., что соответствует расстоянию до гелиосферной ударной волны. Однако эта оценка сильно зависит от уровня солнечной



Фиг. 9

активности, от спектра галактических космических лучей, который плохо известен, а также от принятой газодинамической модели обтекания солнечного ветра межзвездной средой.

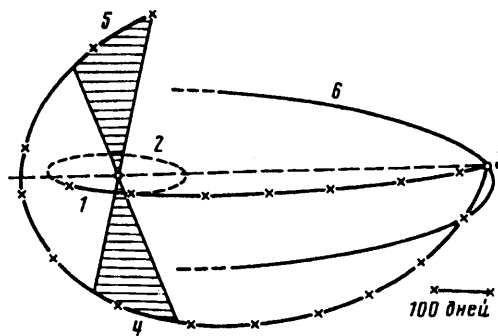
В [19, 47] был предложен метод косвенного наблюдения картины обтекания солнечного ветра межзвездной средой, основанный на наблюдении анизотропии радиомерцаний от пульсаров и квазаров. Мерцания могут возникать на неоднородностях межзвездной плазмы, растекающейся в области между гелиопаузой *HP* и головной ударной волной *BS* (такие мерцания должны отсутствовать в хвосте гелиосферы). В настоящее время предложенные в [19, 47] эксперименты еще не поставлены.

Рассмотренные выше косвенные методы исследования структуры гелиосферы основаны на экстраполяции данных, получаемых на близких гелиоцентрических расстояниях, на периферию солнечной системы, включая локальную межзвездную среду. Однако полеты космических аппаратов типа «Вояджер» и «Пионер» дают уникальную возможность прямых измерений параметров плазмы, магнитного поля космических лучей и т. п. на очень больших гелиоцентрических расстояниях в несколько десятков и сотен а. е. В связи с этим становится особенно актуальной проблема построения адекватной газодинамической модели, позволяющей интерпретировать результаты экспериментов. Уже в настоящее время прямые эксперименты либо подтверждают некоторые результаты интерпретации данных, получаемых в косвенных экспериментах, либо их опровергают.

В качестве последнего можно привести следующий пример. Несколько лет назад на аппаратах «Вояджер-1 и -2» были обнаружены сравнительно низкочастотные (~3 кГц) флуктуации межпланетного магнитного поля, которые были проинтерпретированы [48, 49] как следствие флуктуационной структуры гелиосферной ударной волны *HS* (по оценкам, эта ударная волна является «бесстолкновительной» ударной волной, а ее структура определяется «коллективными» процессами в плазме). Опираясь на теорию бесстолкновительных ударных волн, авторы [48, 49] сделали предположение, что эта структура определяется флуктуациями на удвоенной плазменной частоте ($\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_e e^2 / me}$), которые, распространяясь вверх по потоку, достигают приборов, установленных на аппаратах «Вояджер». Тем самым была сделана заявка о косвенном обнаружении гелиосферной ударной волны. Полагая $n_e \sim 1/r^2$, что есть следствие сферической симметрии гиперзвукового солнечного ветра, расстояние до нее было оценено величиной от 30 до 50 а. е.

Однако прямые измерения параметров плазмы и магнитного поля на аппаратах «Вояджер-1», «Вояджер-2» и «Пионер-11» на таких гелиоцентрических расстояниях не обнаружили гелиосферную ударную волну.

Расстояния от 30 до 50 а. е. до гелиосферной ударной волны (фиг. 7) на основе газодинамической модели, рассмотренной в разд. 2, могут быть получены теоретически только при $n_{\infty} > 0,1 \text{ см}^{-3}$ для значений концентрации атомов



Фиг. 10

водорода $n_{\text{H}\alpha}$, не противоречащих экспериментальным данным по рассеянному солнечному излучению [50, 51]. Такая концентрация электронов в локальной межзвездной среде слишком велика с точки зрения современных данных наблюдений. К такому же выводу приводят и данные теоретического расчета степени ионизации локальной межзвездной среды [27, 28].

Из рассмотренного можно сделать вывод о том, что природа низкочастотных флуктуаций, обнаруженных на аппаратах «Вояджер-1» и «Вояджер-2», отличается от предложенной в [48, 49]. В настоящее время обсуждается механизм, связанный с отражением волн, образованных в солнечном ветре, от гелиопаузы *HP* [52, 53].

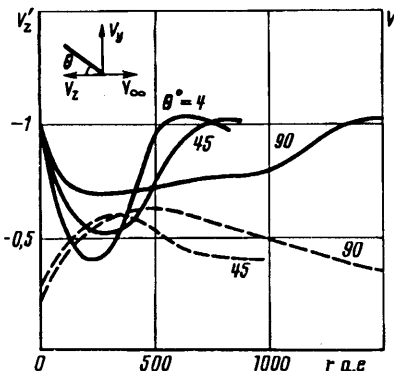
Прямые измерения средних параметров плазмы и магнитного поля при помощи аппаратов «Вояджер» и «Пионер» на расстояниях от Солнца ~ 50 а. е. показали, что в полном соответствии с одномерной теорией солнечного ветра [2] скорость не зависит от гелиоцентрического расстояния и имеет гиперзвуковой характер, а плотность падает как $1/r^2$, согласно сферически-симметричному расширению [54, 55]. Магнитное поле в межпланетной среде подчиняется закону спирали Архимеда [56], а его величина достаточно мала, чтобы не влиять на движение солнечного ветра. Такое поведение солнечного ветра вполне естественно до гелиосферной ударной волны, тем более что влияние вторгающихся в солнечную систему атомов водорода на таких гелиоцентрических расстояниях, как показали расчеты, незначительно.

Измерения параметров межпланетной плазмы при помощи космических аппаратов до сих пор проводились почти в плоскости эклиптики. С целью измерения параметров солнечного ветра вне плоскости эклиптики в октябре 1990 г. под эгидой Европейского космического агентства был запущен космический аппарат «Улисс». На фиг. 10, взятой из [57], изображена траектория этого аппарата и время прохождения характерных областей межпланетного космического пространства. Здесь 1 — запуск аппарата «Улисс» (октябрь, 1990 г.), 2 — орбита Земли, 3 — момент встречи с Юпитером (февраль, 1992 г.), 4 — прохождение южной полярной области Солнца (май — сентябрь, 1994 г.), 5 — прохождение северной полярной области Солнца (май — сентябрь 1995 г.), 6 — орбита Юпитера.

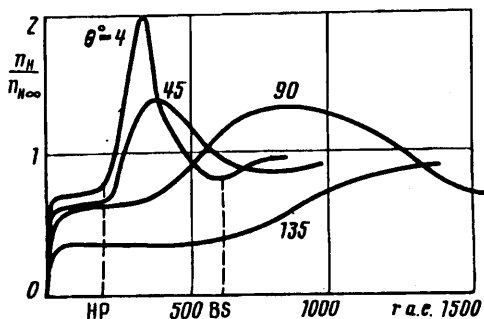
Измерения параметров плазмы и межпланетного магнитного поля вне плоскости эклиптики могут дать ответ, например, на вопрос о степени несферичности течения солнечного ветра.

Наличие одновременных измерений на космических аппаратах «Вояджер-1 и -2», «Пионер-10 и -11» и «Улисс» дает уникальную возможность определения (хотя и грубого) пространственной структуры гелиосферы.

4. Газодинамические проблемы, связанные с усовершенствованием модели взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой. Газодинамическая модель сверхзвукового обтекания солнечного ветра локальной межзвездной средой



Фиг. 11



Фиг. 12

[30] в настоящее время считается наиболее адекватно описывающей рассматриваемое физическое явление. Это в первую очередь обусловлено экспериментальным открытием по рассеянному солнечному излучению сверхзвукового движения локальной межзвездной среды относительно солнечной системы. Однако эта модель требует своего существенного усовершенствования, поскольку, во-первых, имеет внутренние чисто теоретические недостатки и, во-вторых, все новые экспериментальные данные требуют введения в рассмотрение все новых физических явлений.

Одним из главных внутренних недостатков модели является описание взаимодействия плазменной и нейтральной компонент на основе соотношений (2.2) и (2.3) для взаимодействия с водородными атомами. В частности, в уравнении неразрывности для атомов H (последнее уравнение в (2.3)) учитывался только «сток» атомов вследствие их резонансной перезарядки и не учитывался их «источник» вследствие вторичных процессов. Кроме того, поскольку длина свободного пробега водородных атомов сравнима с характерным размером задачи, то их движение в принципе некорректно описывать уравнениями сплошной среды. Поэтому использование в разд. 2 предположения $T_H = \text{const}$ и $V_H = \text{const}$, вообще говоря, необоснованно. Это же относится и к соотношениям (2.2), полученным в [32] в предположении максвелловской функции распределения частиц по скоростям.

Для ликвидации отмеченных недостатков рассмотренной выше модели можно замыкать систему газодинамических уравнений для плазмы уравнением Больцмана для функции распределения атомов H. При этом члены с источником массы, импульса и энергии могут быть вычислены как соответствующие моменты от интегралов столкновений после решения уравнения Больцмана для атомов водорода. Однако этот путь слишком сложен для реализации.

Поэтому в [58] был предложен итерационный метод расчета рассмотренной выше задачи при помощи использования усовершенствованного метода Монте-Карло [59]. На первом шаге этого метода проводится расчет траекторий атомов водорода при использовании полей скорости, плотности и температуры для плазмы, полученных решением задачи без учета влияния атомов H ($q = n_{H\infty}/n_{\infty} = 0$ для модели, рассмотренной в разд. 2). После этого вычисляются «источниковые» члены в уравнениях неразрывности, движения и энергии для плазмы, связанные с ее взаимодействием с атомами водорода. Учет этих членов для расчета газодинамической задачи приводит к новому распределению газодинамических параметров для плазменной компоненты, которое затем используется для расчета новых (исправленных) траекторий атомов H. Последние принимаются для расчета «источниковых» членов в уравнениях для плазмы в следующей итерации. Такой процесс итераций про-

должается до тех пор, пока следующая итерация будет мало отличаться от предыдущей.

Для расчета траекторий атомов Н методом Монте-Карло в [58] принимались в расчет сила солнечной гравитации, сила радиационного отталкивания, обусловленная электромагнитным излучением Солнца, а также процессы резонансной перезарядки атомов Н и их фотоионизация.

Уже первый шаг итерационного процесса показал, что предположения, вводимые уравнениями (2.2) и (2.3), могут оказаться несправедливыми.

На фиг. 11, 12, взятых из [58], представлены распределения скорости и плотности нейтральных атомов водорода как функции гелиоцентрического расстояния при различных полярных углах θ . На фиг. 11 распределение компоненты скорости V_z ($V_z' = V_z/V_\infty$) вдоль оси z , направленной навстречу набегающему потоку, изображено сплошными линиями, а распределение компоненты скорости V_y ($V_y' = V_y/V_\infty$), перпендикулярной оси симметрии, изображено штриховыми линиями. Вертикальными штриховыми линиями на фиг. 12 отмечены положения головной ударной волны и гелиопаузы.

Из этих фигур видно, что, во-первых, предположение $V_H = \text{const}$, вообще говоря, несправедливо (имеет место даже ускорение атомов Н вблизи Солнца за счет процессов перезарядки, что видно из $|V_z/V_\infty| > 1$ вблизи начала координат), и, во-вторых, распределение концентрации $n_H = n_H(r)$ атомов водорода имеет немонотонный характер. Следующие итерации подтверждают такое поведение скорости и концентрации атомов Н, как показали еще не опубликованные результаты расчетов (Баранов и Малама). Это не соответствует тому, что при использовании уравнений (3.3) функция $n_H = n_H(r)$ — монотонно убывающая.

Кроме того, функция распределения атомов Н, максвелловская в межзвездном газе, становится нематксвелловской, если длина свободного пробега по перезарядке больше или равна толщине области между головной ударной волной BS и гелиопаузой HP , что выполняется, когда эта область удалена от Солнца на расстояние в сотни а. е.

Таким образом, на таких расстояниях модель, определяемая формулами (3.2) и (3.3), становится некорректной. При некорректности же этой модели некорректной становится и интерпретация рассеянного солнечного излучения на длине волны 1216 \AA для атомов водорода. Доведение до конца метода итераций, предложенного в [58], позволит корректно провести эту интерпретацию¹.

К числу не решенных еще проблем относится проблема построения нестационарной модели взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой. Необходимость построения такой модели может быть обусловлена как нестационарностью происходящих на Солнце физических процессов, так и возможной неоднородностью потока газа межзвездной среды, набегающего на солнечный ветер.

Для оценки важности таких эффектов выпишем уравнение движения в виде

$$\frac{\partial V}{\partial t} + (V \nabla) V = - \frac{1}{\rho} \nabla p + v_c (V - V_H) \quad (4.1)$$

где V — скорость движения плазмы в области между головной ударной волной BS и гелиосферной ударной волной HS (фиг. 3).

Отношение члена $\partial V/\partial t$ к $(VV)V$ определяется по порядку величины значением числа Струхала $St = L/V_0 t_0$, где L , V_0 и t_0 — характерные масштаб, скорость и время задачи. Если за характерный масштаб рассматриваемого явления принять размер гелиопаузы $L \sim 10^2$ а. е. (согласно результатам разд. 2), то для 11-летнего цикла солнечной активности ($t_0 \sim 11$ лет) и $V_0 \sim 4 \cdot 10^7$ см/с имеем $St \sim 10^{-1}$ и нестационарностью модели можно пренебречь. Однако для изучения влияния

¹ В настоящее время эта работа доведена до конца, а ее результаты будут опубликованы в ближайшее время (Baranov V. B., Malama Yu. G. The model of the solar wind interaction with the local interstellar medium. Numerical solution of self-consistent problem // J. Geophys. Res. 1993. In press).

более короткопериодических физических процессов на Солнце нестационарность может быть существенной. Нестационарность потоков плазмы солнечного ветра с существенно меньшим периодом колебаний обнаруживалась неоднократно, например, на аппаратах «Вояджер» и «Пионер».

Характерным временем задачи в случае неоднородного потока межзвездной среды является величина $t_0 \sim L_1/V_0$, где L_1 — характерный масштаб неоднородности, V_0 — скорость движения межзвездной среды относительно Солнца. В этом случае, очевидно, нестационарностью задачи можно пренебречь ($St \ll 1$) только при $L_1 \gg L \approx 10^2$ а. е. Однако астрономические наблюдения показывают, что в локальной межзвездной среде, обтекающей солнечную систему, часто встречаются неоднородности с размерами $L_1 \leq 10^2$ а. е.

Важным эффектом, который не учитывался в рассмотренных выше моделях, может быть следующая. В результате резонансной перезарядки атомов H из локальной межзвездной среды на протонах солнечного ветра образуются нейтральные атомы водорода, движущиеся со скоростью солнечного ветра (~ 400 км/с). Эти атомы, обладая большой длиной свободного пробега, проникают в набегающий на солнечный ветер поток плазмы межзвездной среды. Резонансная перезарядка этих атомов с протонами межзвездной среды приводит к тому, что поток газа перед ударной волной BS становится возмущенным. Эта ситуация аналогична эффекту «нагружения» солнечного ветра кометными ионами при его взаимодействии с кометной атмосферой [60]. Этот эффект по порядку величины определяется отношением последнего члена справа в уравнении (4.1) к инерциальному $(VV)V$. Скорость V_H рассматриваемых здесь атомов водорода солнечного ветра по порядку величины равна его скорости (~ 400 км/с), которая много больше скорости межзвездной среды ($V_\infty \sim 20$ км/с). В результате перезарядки этих атомов с протонами межзвездной среды с последующим «захватом» последней вновь образовавшихся протонов межзвездная среда теряет в единицу времени и на единицу массы импульс порядка $v_e V_H$. Этот эффект не является существенным, если изменение скорости межзвездной среды при этом ΔV мало по сравнению с самой скоростью V_∞ . Из (4.1) имеем

$$\frac{\Delta V}{V_\infty} \sim v_e \frac{VL}{V_\infty^2} \sim n_H V \frac{\sigma VL}{V_\infty^2} \quad (4.2)$$

где n_H — концентрация энергичных атомов водорода солнечного ветра. Если воспользоваться оценкой атомов H из солнечного ветра, данной в [61], то получим оценку

$$n_H V \approx n_E V_E \left(\frac{r_E}{r} \right)^2$$

$$\frac{\Delta V}{V_\infty} \sim n_E V_E \left(\frac{r_E}{L} \right)^2 \frac{\sigma V_E L}{V_\infty^2} \quad (r \sim L)$$

Отсюда следует, что для $n_E \sim 5 \text{ см}^{-3}$, $V_E \sim 4 \cdot 10^7$ см/с и $\sigma \sim 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ (эффективное сечение резонансной перезарядки) $\Delta V/V_\infty \ll 1$ при $L \gg 2 \cdot 10^{15}$ см, т. е. в этом случае возмущениями потока межзвездной среды перед головной ударной волной BS можно пренебречь. Если же характерный размер гелиосферы $L \leq 2 \cdot 10^{15}$ см, то этот эффект следует учитывать.

Характерный размер гелиосферы при этом зависит от параметров (2.4).

Измерения вблизи орбиты Земли показали, что давление межпланетного магнитного поля $B_E^2/8\pi$ много меньше динамического давления солнечного ветра $\rho_E V_E^2$ (как и ранее, индекс E относится к орбите Земли). При этом динамическое давление для гиперзвукового сферически-симметричного солнечного ветра падает с расстоянием от Солнца как $1/r^2$ ($\rho \sim 1/r^2$, $V = V_E = \text{const}$). Давление межпла-

нетного магнитного поля также падает, как $1/r^2$, что следует как из модели Паркера (см. [2]), так и из экспериментов на космических аппаратах «Вояджер» и «Пионер».

В результате получим, что в невозмущенном солнечном ветре всюду можно пренебречь магнитогидродинамическими эффектами. Однако магнитное поле может оказывать влияние на течение в области возмущенного солнечного ветра между гелиосферной ударной волной *HS* и гелиопаузой *HP*. Измерения межзвездного магнитного поля вблизи солнечной системы затруднены. Но некоторые основания для предположения о том, что его давление может быть сравнимо с динамическим давлением межзвездного газа, обтекающего солнечный ветер, имеются. Учет межзвездного магнитного поля может привести к необходимости построения трехмерной магнитогидродинамической модели, что существенно усложняет проблему.

К необходимости построения трехмерной газодинамической модели обтекания солнечного ветра межзвездной средой могут привести также и измерения, которые в ближайшем будущем будут проведены при помощи аппарата «Улисс» (см. фиг. 10) вне плоскости эклиптики. Такая необходимость возникнет в том случае, если экспериментальные данные укажут на сильную зависимость параметров солнечного ветра от солнечной широты, хотя в настоящее время косвенные данные указывают на то, что солнечный ветер является сферически-симметричным.

Ранее указывалось на проблему модуляции галактических космических лучей, распространяющихся в гелиосфере. Однако эти космические лучи слабо влияют на движение плазмы. Открытая сравнительно недавно аномальная компонента космических лучей в отличие от обычных не только испытывает модуляцию на межпланетной плазме, но и сама может сильно влиять на движение последней [62]. Возникает вопрос построения газодинамической модели со взаимным влиянием плазмы и космических лучей. При этом в уравнения движения для плазмы обычно добавляется член с градиентом давления космических лучей, а система уравнений газовой динамики замыкается уравнением диффузии для космических лучей [63, 64]. Такая модель взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой еще не построена.

Полеты космических аппаратов «Вояджер», «Пионер», «Улисс», «Межпланетный зонд» создают уникальную возможность прямого экспериментального исследования внешних областей солнечной системы и, в частности, изучения характера взаимодействия солнечного ветра с локальной межзвездной средой. При этом одновременные измерения с нескольких космических аппаратов, разнесенных на большие расстояния, включая измерения вне плоскости эклиптики («Улисс»), дают возможность построения глобальной структуры гелиосферы. Поэтому построение газодинамической модели обтекания солнечного ветра потоком межзвездного газа представляется актуальной задачей, во-первых, вследствие необходимости объяснения уже полученных экспериментальных данных и, во-вторых, для предсказания и интерпретации результатов будущих экспериментов.

Созданная задолго до этих экспериментов газодинамическая модель сверхзвукового обтекания [10] и развитая затем в работах [25, 30] имеет целый ряд недостатков. Она требует своего усовершенствования в свете новых экспериментальных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Parker E. N. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields // *Astrophys. J.* 1958. V. 128. № 3. P. 664—676.
2. Баранов В. Б., Краснобаев К. В. Гидродинамическая теория космической плазмы. М.: Наука, 1977. 335 с.
3. Грингауз К. И., Безруких В. В., Озеров В. Д., Рыбчинский Р. Е. Изучение межпланетного

- ионизованного газа, энергичных электронов и корпускулярного излучения Солнца при помощи трехэлектродных ловушек заряженных частиц на второй советской космической ракете // Докл. АН СССР. 1960. Т. 131. № 6. С. 1301—1304.
4. *Грингауз К. И.* Некоторые результаты опытов, проведенных в межпланетном пространстве с помощью ловушек заряженных частиц на советских космических ракетах // Искусственные спутники Земли. Вып. 12. М.: Изд-во АН СССР. 1962. С. 119—132.
 5. *Neugebauer M., Snyder C. W.* The mission of Mariner. 2. Preliminary observations // Science. 1962. V. 138. № 3545. P. 1095—1097.
 6. Солнечный ветер: Сб. статей / Под ред. Р. Дж. Маккина и М. Нейгенбауэра. М.: Мир, 1968. 439 с.
 7. *Parker E. N.* The stellar wind regions // Astrophys. J. 1961. V. 134. № 1. P. 20—27.
 8. *Axford W. I., Dessler A., Gottlieb B.* Termination of solar wind and solar magnetic field // Astrophys. J. 1963. V. 137. № 4. P. 1268—1279.
 9. *Brandt J.* On diffuse galactic Lyman-Alpha in the night sky // Planet Space Sci. 1964. V. 12. № 6. P. 650—652.
 10. *Баранов В. Б., Краснобаев К. В., Куликовский А. Г.* Модель взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой // Докл. АН СССР. 1970. Т. 194. № 1. С. 41—44.
 11. *Курт В. Г.* Измерение рассеянного ультрафиолетового излучения в окрестностях Земли и в межпланетном пространстве // Исследования космического пространства. М.: Наука, 1965. С. 576—581.
 12. *Bertaux J. L., Blamont J. E.* Evidence for a source of an extraterrestrial hydrogen Lyman-alpha emission: the interstellar wind // Astron. Astrophys. 1971. V. 11. № 2. P. 200—217.
 13. *Thomas G. E., Krassa R. F.* OGO 5 measurements of the Lyman-alpha sky background // Astron. Astrophys. 1971. V. 11. № 2. P. 218—233.
 14. *Blum P. W., Fahr H. J.* Interaction between interstellar hydrogen and solar wind // Astron. Astrophys. 1970. V. 4. № 2. P. 280—290.
 15. *Fahr H.* The extraterrestrial UV-background and the nearby interstellar medium // Space Sci. Rev. 1974. V. 15. № 4. P. 483—540.
 16. *Weller C. S., Meier R. R.* Observations of helium in the interplanetary interstellar wind: the solar wake effect // Astrophys. J. 1974. V. 193. № 2. Pt 1, 2. P. 471—476.
 17. *Axford W. I.* The interaction of the solar wind with the interstellar medium // Solar Wind. Proc. Conf. Nat. Aeronaut. and Space Admin. 1971. Washington, D. C., 1972.
 18. The interstellar probe // International heliospheric study. Newsletter 4. September 1990. P. 51—74.
 19. *Baranov V. B.* The interaction of solar and interstellar winds: observational tests // Comments on Astrophys. 1981. V. 9. № 2. P. 75—84.
 20. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.: Физматгиз, 1959. 220 с.
 21. *Баранов В. Б., Краснобаев К. В.* О модели взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой // Космич. исслед. 1971. Т. 9. Вып. 4. С. 620—622.
 22. *Guiliani J. L., Jr.* A general formulation of the thin-shell approximation for axisymmetric, hypersonic, hydromagnetic flows // Astrophys. J. 1982. V. 256. № 2. Pt 1. P. 624—636.
 23. *Dyson J. E.* Stellar winds and globules in H-II regions // Astrophys. Space Sci. 1975. V. 35. № 2. P. 299—312.
 24. *Wallis M. K.* Local interstellar medium // Nature. 1975. V. 254. № 5497. P. 202—203.
 25. *Baranov V. B., Lebedev M. G., Ruderman M. S.* Structure of the region of solar wind — interstellar medium interaction and its influence on H-atoms penetrating the solar-wind // Astrophys. Space. Sci. 1979. V. 66. № 2. P. 441—451.
 26. *Баранов В. Б., Рудерман М. С.* О взаимодействии заряженной и нейтральной компонент межзвездного газа с солнечным ветром // Письма в «Астрон. журн.». 1979. Т. 5. № 11. С. 615—619.
 27. *Bruhweiler F. C., Cheng K. P.* The stellar radiation field and the ionization of H and He in the local interstellar-medium // Astrophys. J., 1988. V. 335. № 1. P. 188—196.
 28. *Cheng K. P., Bruhweiler F. C.* Ionization processes in the local interstellar medium: effects of the hot coronal substrate // Astrophys. J. 1990. V. 364. № 2. P. 573—581.
 29. *Баранов В. Б., Ермаков М. К., Лебедев М. Г.* Некоторые результаты расчета трехкомпонентной модели взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой // Письма в «Астрон. журн.». 1981. Т. 7. № 6. С. 372—377.

30. Баранов В. Б., Ермаков М. К., Лебедев М. Г. Трехкомпонентная газодинамическая модель взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой // Изв. АН СССР. МЖГ. 1982. № 5. С. 122—128.
31. Holzer T. E. Interaction of the solar-wind with the neutral component of the interstellar gas // J. Geophys. Res. 1972. V. 77. № 28. P. 5407—5431.
32. Holzer T. E., Banks P. M. Accidentally resonant charge exchange and ion momentum transfer // Planet and Space Sci. 1969. V. 17. № 5. P. 1074—1077.
33. Бабенко К. И., Русанов В. В. Разностные методы решения пространственных задач газовой динамики // Тр. 2-го Всесоюз. съезда по теоретической и прикладной механике: Обз. докл. Вып. 2. М.: Наука, 1965. С. 247—262.
34. Лебедев М. Г., Сандомирская И. Д. Встречное взаимодействие сверхзвуковых невязких потоков газа // Вычислительные методы и программирование. Вып. 34. М.: Изд-во МГУ, 1981. С. 70—81.
35. Гилинский М. М., Лебедев М. Г. К расчету сильного вдува на затупленном теле и профиле // Изв. АН СССР. МЖГ. 1977. № 1. С. 117—124.
36. Blum P. W., Fahr H. J. Revised interstellar neutral helium/hydrogen density ratios and the interstellar UV-radiation field // Astrophys. Space Sci. 1976. V. 39. № 2. P. 321—334.
37. Manchester R. N., Taylor J. J. Pulsar. San Francisco: Freeman, 281 p. 1977.
38. Grewing M. The nearby interstellar radiation field between 1750 Å and 504 Å // Astron. Astrophys. 1975. V. 38. № 3. P. 391—396.
39. Reynolds R. A lower limit in the ionization fraction of the very local interstellar medium // Local Interstellar Medium. IAU Colloq. 1984. V. 81. P. 97—101.
40. Cox D. S., Reynolds R. J. The local interstellar-medium // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1987. V. 25. P. 303—344.
41. Bertaux J.-L., Lallement R., Kurt V. G., Mironova E. N. Characteristics of the local interstellar hydrogen determined from Prognoz 5 and 6 interplanetary Lyman alpha line profile measurements with a hydrogen absorption cell // Astron. Astrophys. 1985. V. 150. № 1. P. 1—20.
42. Judge D. L., Gangopadhyay P., Grzedzielski S. Model predictions and remote observations of the hydrogen density profile in the distant heliosphere // Physics of the Distant Heliosphere. Proc. COSPAR Colloquia Series, Warsaw, 1989. V. 1. / Ed. S. Grzedzielski and D. E. Page, Oxford a. o.: Pergamon press, 1990. P. 61—64.
43. Чалов С. В. Модуляция космических лучей от точечного моноэнергетического источника солнечным ветром // Геомагнетизм и аэрномия. 1987. Т. 27. № 3. С. 370—374.
44. Чалов С. В. Модуляция галактических космических лучей в случае ступенчатой зависимости коэффициента диффузии от импульса // Геомагнетизм и аэрномия. 1987. Т. 27. № 6. С. 900—905.
45. Webber W. R., Lockwood J. A. Interplanetary radial cosmic-ray gradients and their implication for a possible large modulation affect at the heliospheric boundary // Astrophys. J. 1987. V. 317. № 1. P. 534—542.
46. Mckibben R. Cosmic ray modulation // EFI. Preprint N88-11. 1988.
47. Баранов В. Б., Краснобаев К. В., Онищенко О. Г. О возможности экспериментальной проверки модели взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой // Письма в «Астрон. журн.». 1975. Т. 1. № 4. С. 29—32.
48. Kurth W., Garnett D. A., Scarf F. L., Poynter R. L. Detection of a radioemission at 3 kHz in the outer heliosphere // Nature. 1984. V. 312. № 5989. P. 27—31.
49. Suess S. T., Dessler A. J. Probing the local interstellar medium // Nature. 1985. V. 317. № 6039. P. 702—703.
50. Baranov V. B. The interface between heliosphere and the local interstellar medium (LISM) // Adv. Space Res. 1986. V. 6. № 2. P. 5—12.
51. Баранов В. Б. Оценка концентрации электронов в локальной межзвездной среде по наблюдениям гелиосферной ударной волны на аппаратах «Вояджер» // Письма в «Астрон. журн.». 1986. Т. 12. № 9. С. 716—721.
52. Czechowski A., Grzedzielski S. Frequency drift of 3 kHz interplanetary radio emissions: evidence of Fermi accelerated trapped radiation in a small heliosphere // Nature. 1990. V. 344. № 6267. P. 640—641.

53. *Fahr H. J., Neutsch W., Grzedzielski S. et al.* Plasma transport across the heliosphere // *Space Sci. Rev.* 1986. V. 43. № 3—4. P. 329—381.
54. *Lazarus A. J., McNutt R. L., Jr.* Plasma observations in the distant heliosphere: a view from Voyager // *Physics of the Outer Heliosphere Proc. COSPAR Colloquia Series, Warsaw, 1989. V. 1.* / Ed. S. Grzedzielski and D. E. Page. Oxford a. o.: Pergamon Press, 1990. P. 229—234.
55. *Barnes A.* Distant solar wind plasma: view from the Pioneers // *Physics of the Outer Heliosphere Proc. COSPAR Colloquia Series, Warsaw, 1989. V. 1.* / Ed. S. Grzedzielski and D. E. Page. Oxford a. o.: Pergamon Press, 1990. P. 235—240.
56. *Smith E. J.* Magnetic fields in the heliosphere: Pioneer observations // *Physics of the Outer Heliosphere Proc. COSPAR Colloquia Series, Warsaw, 1989. V. 1.* // Ed. S. Grzedzielski and D. E. Page. Oxford a. o.: Pergamon Press, 1990. P. 253—266.
57. *Ulysses underway* // *International heliospheric study. Newsletter 5. March, 1991.* P. 23.
58. *Baranov V. B., Lebedev M. G., Malama Yu. G.* 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.* 1991. V. 375. № 1. Pt 1. P. 347—351.
59. *Malama Yu. G.* Monte-Carlo simulation of neutral atoms trajectories in the solar system // *Astrophys. Space Sci.* 1991. V. 176. № 1. P. 21—46.
60. *Biermann L., Brosowski B., Schmidt H.* The interaction of the solar wind with comet // *Solar Physics.* 1967. V. 1. № 2. P. 254—284.
61. *Грунтман М. А.* Влияние нейтральной составляющей солнечного ветра на взаимодействие солнечной системы с потоком межзвездного газа // *Письма в «Астрон. журн.».* 1982. Т. 8. № 1. С. 48—51.
62. *Symposium on the outer heliosphere. Durham. New. Hampshire, USA, May 21—24, 1989* // *Abstr. Invited Papers, 58 p.*
63. *Ko C. M., Webb G. M.* Cosmic-ray modified stellar winds. 2: a perturbation approach // *Astrophys. J.* 1988. V. 325. № 1. P. 296—313.
64. *Jokipii J. R.* Particle acceleration at a termination shock. 1. Application to the solar wind and the anomalous component // *J. Geophys. Res.* 1986. V. A91. № 3. P. 2929—2932.

Москва

Поступила в редакцию
11.XII.1991