

О СПЕКТРАЛЬНЫХ СВОЙСТВАХ РАССЕЯННОГО СОЛНЕЧНОГО ЛАЙМАН-АЛЬФА ИЗЛУЧЕНИЯ: ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ, СВЯЗАННЫХ С ГРАНИЦЕЙ ГЕЛИОСФЕРЫ

О.А. Катушкина^{1,2}

¹ *Институт космических исследований РАН,
Москва, 117997, Профсоюзная, 84/32*

² *Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,
Москва, 119991, Ленинские горы, ГСП-1*

Аннотация

В настоящей работе исследуется влияние процессов, происходящих в области взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой, на параметры рассеянного солнечного Лайман-альфа излучения на орбите Земли. При этом для описания распределения межзвездных атомов водорода в гелиосфере использовалась усовершенствованная кинетическая модель. В этой модели учитываются как эффекты, связанные с границей гелиосферы, так и локальные эффекты солнечной ионизации, гравитации и радиационного давления, существенные вблизи Солнца. На основе полученных распределений атомов водорода в гелиосфере были вычислены спектры рассеянного солнечного Лайман-альфа излучения для различных направлений луча зрения наблюдателя, находящегося на орбите Земли, а также интегральные характеристики этих спектров. Показано, что наиболее чувствительной к свойствам распределения атомов водорода в гелиосфере является ширина линии спектра рассеянного излучения. Это означает, что имеющиеся многочисленные экспериментальные данные по рассеянному излучению могут быть использованы как источник дополнительной информации о свойствах границы гелиосферы.

ON THE SPECTRAL PROPERTIES OF THE BACKSCATTERED SOLAR LYMAN-ALPHA RADIATION: A THEORETICAL SEARCH OF THE HELIOSPHERIC BOUNDARY EFFECTS

O.A. Katushkina^{1,2}

¹ *Space Research Institute, Russia, Moscow, 117997*

² *Lomonosov Moscow State University, Russia, Moscow, 119991*

In this work effects of the heliospheric boundaries on the interplanetary backscattered solar Lyman-alpha radiation are studied. We use our advanced kinetic model for distribution of hydrogen atoms inside the heliosphere. This model takes into account both global effects that are connected with heliospheric boundary and local effects of the solar gravitation, radiation and ionization important near to the Sun. We calculate spectra of the backscattered Lyman-alpha radiation and their integral characteristics as they would be measured at 1 AU. It is shown that "line of sight" temperature (that is the second moment of the spectra) is sensitive to kinetic properties of the velocity distribution function of the hydrogen atoms at the entrance into the heliosphere. It means that experimental data of Lyman radiation can be used as additional source of information on the structure and properties of the heliospheric boundaries.

1. ВВЕДЕНИЕ

Солнце и солнечная система движутся относительно окружающей локальной межзвездной среды (ЛМС) со скоростью примерно 26.4 км/с. Поток солнечного ветра взаимодействует с набегающим потоком плазмы ЛМС. При этом образуется сложная газодинамическая структура, называемая гелиосферным ударным слоем, качественная картина которого изображена на рис.1.

Область гелиосферного ударного слоя ограничена двумя ударными волнами, а именно, гелиосферной ударной волной, на которой происходит торможение солнечного ветра со сверхзвуковой скорости до дозвуковой, и внешней ударной волной, где тормозится поток межзвездной среды. Поверхность, на которой давление плазмы ЛМС равно давлению солнечного ветра, называется гелиопаузой и представляет собой контактный разрыв, отделяющий плазму солнечного ветра от плазмы межзвездной среды.

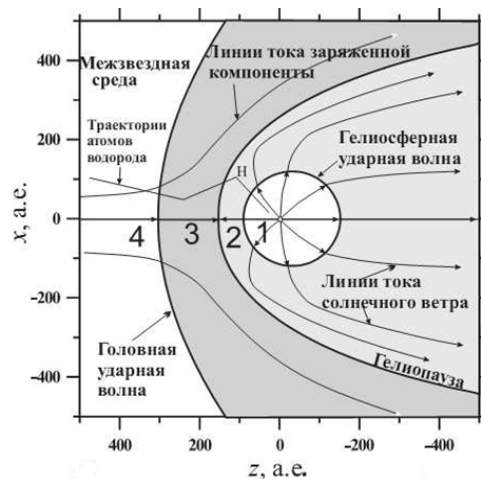


Рис. 1. Качественная картина гелиосферного ударного слоя [1]

Таким образом, гелиопауза является границей гелиосферы, т.е. области занятой плазмой солнечного ветра. Гелиопауза разделяет гелиосферный ударный слой на две части: внешний ударный слой (между гелиопаузой и внешней ударной волной) и внутренний ударный слой (между гелиопаузой и гелиосферной ударной волной).

ЛМС – это частично ионизованная плазма, состоящая в основном из нейтральных атомов водорода. Длина свободного пробега атомов водорода сравнима с характерным размером гелиосферного ударного слоя (т.е. расстоянием до гелиопаузы), поэтому нейтральную компоненту ЛМС нельзя описывать в рамках сплошной среды. Межзвездные атомы проникают через область гелиосферного ударного слоя, после чего попадают в гелиосферу. Как уже говорилось выше, плазма ЛМС обтекает гелиопаузу с внешней стороны и не проникает внутрь гелиосферы. Следовательно, единственным способом диагностики свойств ЛМС изнутри гелиосферы является измерение параметров нейтральных частиц (в основном атомов водорода, а также гелия и кислорода).

Во время своего движения через гелиосферный ударный слой атомы водорода взаимодействуют с протонами через процесс перезарядки ($H+H^+ \leftrightarrow H^++H$). При этом происходит обмен электроном между атомом и протоном. В результате рождается новый атом, имеющий скорость начального протона, а также новый протон, имеющий скорость начального атома. Поэтому распределение атомов водорода в гелиосфере зависит от свойств плазмы в области гелиосферного ударного слоя. Таким образом, атомы водорода несут в себе ценную информацию, как о параметрах локальной межзвездной среды, так и о структуре границы гелиосферы.

На сегодняшний день существует несколько способов диагностики распределения атомов водорода в гелиосфере. К ним относятся, например, измерение потоков энергичных нейтральных атомов на спутнике IBEX (Interstellar Boundary Explorer), запущенном в 2008 году [2]. Основным косвенным методом определения параметров атомов водорода в гелиосфере является измерение рассеянного солнечного Лайман-альфа излучения (на аппаратах SOHO/SWAN, HST, Voyager 1,2 и др.). Солнечные фотоны линии Лайман-альфа (длина волны в центре линии составляет 121.6 нм) рассеиваются на межзвездных атомах водорода, оказавшихся в гелиосфере. Причем сечение рассеяния пропорционально проекции функции распределения атомов водорода на направление луча зрения наблюдателя. Поэтому спектр рассеянного излучения напрямую зависит от пространственного и скоростного распределения межзвездных атомов водорода в гелиосфере.

Внутри гелиосферы атом водорода подвергается влиянию солнечной гравитации, радиационного давления, а также ионизации. Эти эффекты, существенные на расстояниях меньше 20–40 а.е. от Солнца, мы будем называть *локальными*. Ионизация ведет к уменьшению числа атомов при приближении к Солнцу, солнечная гравитация и радиация изменяют траекторию движения атома (она становится либо гипербо-

лической, либо эллиптической в зависимости от фазы солнечного цикла). То есть локальные эффекты кардинальным образом влияют на распределение атомов по пространству и скоростям вблизи Солнца.

Однако, как отмечалось выше, во время движения атомов из ЛМС внутрь гелиосферы их распределение существенно изменяется за счет взаимодействия с протонами межзвездной среды и солнечного ветра. В частности, в результате перезарядки в области внешнего ударного слоя в окрестности гелиопаузы рождаются новые атомы водорода, их называют вторичными межзвездными атомами в отличие от первичных межзвездных атомов, которые проникают внутрь гелиосферы непосредственно из ЛМС. Вторичные межзвездные атомы имеют меньшую скорость и большую температуру по сравнению с первичными атомами, т.к. они родились из заторможенных и разогретых на ударной волне протонов ЛМС. Заметим, что во внутреннем ударном слое также рождаются новые атомы со свойствами плазмы солнечного ветра в этой области, однако они имеют низкую концентрацию и в основном большие скорости, поэтому вносят малый вклад в рассеянное Лайман-альфа излучение, измеряемое на орбите Земли, и мы их рассматривать не будем.

Как показано в работе [3], в области гелиосферной ударной волны функции распределения как первичных, так и вторичных межзвездных атомов не являются максвелловскими. В основном это вызвано кинетическим эффектом селекции, когда медленные атомы ионизируются сильнее, чем быстрые. Это приводит к смещению максимума функции распределения в сторону больших по модулю скоростей, а также к асимметрии функции распределения относительно максимума. Таким образом, если в ЛМС распределение атомов является максвелловским с постоянными параметрами, то на гелиосферной ударной волне (т.е. на внутренней границе гелиосферного ударного слоя) мы имеем два сорта межзвездных атомов водорода, у каждого из которых функция распределения по скоростям не является максвелловской. Немаксвелловость функции распределения на гелиосферной ударной волне также существенно влияет на свойства и параметры распределения атомов вблизи Солнца. Эффекты, вызванные процессом перезарядки в области гелиосферного ударного слоя, мы будем называть *глобальными*. Глобальные эффекты зависят от свойств границы гелиосферы.

Таким образом, распределение межзвездных атомов водорода внутри гелиосферы определяется двумя типами эффектов: глобальными, описанными выше, и локальными. Влияние локальных эффектов изучалось ранее в работах [4,5] и др. Целью данной работы является теоретическое исследование влияния глобальных эффектов, связанных с границей гелиосферы, на параметры рассеянного солнечного Лайман-альфа излучения, измеряемого на орбите Земли. Такое исследование и дальнейшее сравнение с имеющимися экспериментальными данными позволит выяснить, какую информацию о структуре и свойствах границы гелиосферы можно извлечь из многочисленных экспериментальных данных по рассеянному излучению.

В следующем разделе будет дано краткое описание используемой в работе кинетической модели распределения атомов водорода в гелиосфере. Затем будет описан метод вычисления спектров и параметров рассеянного Лайман-альфа излучения. В разделе 3 приведены результаты расчетов рассеянного излучения, измеряемого на орбите Земли для радиальных направлений луча зрения. Мы детально изучили влияние глобальных эффектов на ширину спектральной линии рассеянного излучения, поскольку именно эта характеристика, как оказалось, является наиболее чувствительной к свойствам распределения атомов водорода в гелиосфере. В разделе 4 приведено обсуждение результатов и основные выводы.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

2.1. Численная модель распределения атомов водорода в гелиосфере

Рассмотрим движение атомов водорода в гелиосфере. Будем предполагать, что солнечный ветер является сферически-симметричным стационарным потоком. Тогда распределение атомов водорода будет осесимметрично с осью симметрии Oz , положительное направление которой выберем противоположным направлению набегающему потоку межзвездной среды. Задачу будем решать в цилиндрической системе координат (ось R – это ось цилиндрической системы координат перпендикулярная оси z). Внешней границей расчетной области выберем сферу радиуса 90 а.е. с центром на Солнце (рис. 2.). Заметим, что на самом деле все параметры солнечного ветра и излучения существенно меняются в течение 11-летнего цикла солнечной активности, а также зависят от гелиошироты. Поэтому для интерпретации реальных экспериментальных данных необходимо использовать трехмерную нестационарную модель. Однако, для целей данной статьи, а именно, для выявления роли глобальных эффектов мы решаем задачу в стационарной осесимметричной постановке, чтобы не смешивать различные эффекты.

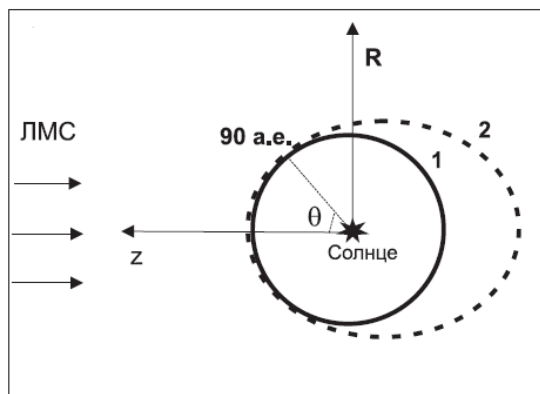


Рис. 2. Система координат, используемая в работе. 1 – внешняя граница расчетной области; 2 – схематичное представление гелиосферной ударной волны

Внутри гелиосферы на атом водорода действует сила гравитационного притяжения Солнца F_g и сила радиационного отталкивания F_{rad} . Эти силы противо-

направлены и пропорциональны $1/r^2$, где r – гелиоцентрическое расстояние. Введем безразмерный параметр $\mu = |F_g|/|F_{rad}|$, определяющий баланс между силами гравитационного притяжения и радиационного отталкивания, тогда результирующая сила, действующая на единицу массы, представляется в следующем виде:

$$F = (1 - \mu)F_g = -\frac{(1 - \mu)GM_s}{r^2} \cdot \frac{r}{r},$$

где G – гравитационная постоянная; M_s – масса Солнца, r – радиус-вектор точки. В общем случае параметр μ зависит от времени, гелиошироты, а также от радиальной компоненты скорости v_r . В данной работе величина μ полагается постоянной и равной 1.258, что соответствует средней величине за один солнечный цикл.

Функция распределения атомов водорода по скоростям $f(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t)$, находится из решения кинетического уравнения:

$$\frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t)}{\partial t} + \mathbf{w} \cdot \frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t)}{\partial \mathbf{r}} + F(r) \cdot \frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t)}{\partial \mathbf{w}} = -\beta(r) \cdot f(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t) \quad (1)$$

Правая часть уравнения (1) выражает потерю частиц за счет перезарядки и фотоионизации. Коэффициент $\beta(r)$ представляет собой эффективную частоту ионизации и равен сумме частот ионизаций двух рассматриваемых процессов. Мы полагаем, что $\beta(r) \sim 1/r^2$ т.к. частоты перезарядки и фотоионизации пропорциональны концентрациям протонов солнечного ветра и солнечных фотонов, соответственно. С хорошей точностью можно считать, что эти концентрации обратно пропорциональны квадрату гелиоцентрического расстояния. Здесь мы для простоты не учитываем ионизацию электронным ударом, т.к. ее частота определяется температурой электронов солнечного ветра, и зависимость от расстояния является существенно более сложной. Мы использовали следующие значения частот фотоионизации и перезарядки на орбите Земли: $\beta_{ph,E} = 1.16 \times 10^{-7} \text{ c}^{-1}$, $\beta_{ex,E} = 4.8 \times 10^{-7} \text{ c}^{-1}$. Для вычисления частоты перезарядки использовались средние значения концентрации и скорости солнечного ветра на орбите Земли, которые известны из измерений, а также сечение перезарядки из работы [6].

При построении граничного условия для функции распределения атомов на расстоянии 90 а.е. от Солнца нужно учитывать глобальные эффекты, связанные с изменением функции распределения межзвездных атомов при их прохождении через область гелиосферного ударного слоя. Поэтому в граничном условии мы используем результаты самосогласованной кинетико-газодинамической модели области взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой (см. [1]), в дальнейшем эту модель будем называть моделью Баранова – Маламы. А именно:

- для первичных межзвездных атомов функция распределения на 90 а.е. задается в виде трехмерного нормального распределения, учитывающего все моменты функции распределения до второго порядка

включительно (см. формулу (3) в работе [7]). Параметры такого распределения получены в результате специальных расчетов, сделанных в рамках модели Баранова – Маламы.

• для вторичных межзвездных атомов использование трехмерного нормального распределения оказывается недостаточным, т.к. функция распределения атомов этого сорта является асимметричной относительно максимума и имеет ненулевой третий момент. Поэтому в качестве граничного условия для вторичных межзвездных атомов использовалась непосредственно функция распределения, вычисленная с помощью метода Монте-Карло [3]. При этом, для достижения требуемой точности вычислений число начальных (т.е. до расщепления) траекторий в методе Монте-Карло (см. [8]) должно быть порядка $15 \div 20$ миллионов. Такие расчеты проводились автором данной статьи.

Описанная модель позволяет эффективно находить детальное распределение атомов водорода в гелиосфере по пространству и скоростям. При этом учитываются глобальные эффекты, связанные с границей гелиосферы. Кроме того, данная модель может быть без труда обобщена на трехмерный и нестационарный случай. Указанные особенности делают разработанную модель наиболее адекватной для описания распределения атомов вблизи Солнца.

2.2. Модель рассеянного Лайман-альфа излучения

При вычислении спектров и моментов рассеянного Лайман-альфа излучения мы предполагали, что наблюдатель находится на орбите Земли и смотрит в радиальном направлении Ω от Солнца. В расчетах использовалось немного скорректированное приближение оптически-тонкой среды. Адекватность такого приближения обоснована в работе [9] и оно называется там приближением “self absorption”. В этом приближении рассматриваются только однократно рассеянные фотоны, но при этом учитывается поглощение рассеянных фотонов при их распространении от точки рассеяния до наблюдателя. Поглощение первичного солнечного излучения от Солнца до точки рассеяния не учитывается. Два основных допущения, используемых в данном методе, а именно, отсутствие многократно рассеянных фотонов и не учет поглощения первичного солнечного излучения, в какой-то степени взаимно компенсируют друг друга. В работе [9] было показано, что на орбите Земли данное приближение дает приемлемое совпадение с результатами полной модели переноса излучения. И для наших целей оно является вполне пригодным.

Рассмотрим способ вычисления интенсивности рассеянного излучения $I(\mathbf{r}, \nu, \Omega)$, измеряемого в точке \mathbf{r} в направлении Ω с частотой ν . Изменение интенсивности рассеянного Лайман-альфа излучения с расстоянием описывается стандартным уравнением переноса излучения, которое в стационарном случае выглядит следующим образом:

$$\Omega \nabla I(\mathbf{r}, \nu, \Omega) = -\sigma_\nu(\mathbf{r}, \nu) n_H(\mathbf{r}) I(\mathbf{r}, \nu, \Omega) + n_H(\mathbf{r}) j(\mathbf{r}, \nu, -\Omega) \quad (2)$$

Здесь $n_H(\mathbf{r})$ – концентрация атомов водорода; $\sigma_\nu(\mathbf{r}, \nu)$ – дифференциальное сечение рассеяния пропорциональное проекции функции распределения атомов на направление луча зрения наблюдателя; $j(\mathbf{r}, \nu, -\Omega)$ – коэффициент излучения, который выражает число фотонов, излучаемых атомом водорода в ед. времени, в ед. частоты и в ед. телесного угла. Здесь учтено, что рассеянные фотоны распространяются в направлении $-\Omega$. Первое слагаемое в правой части выражает убыль фотонов за счет поглощения, а второе слагаемое представляет собой источник фотонов из-за рассеяния. Уравнение (2) имеет стандартное решение:

$$I(\mathbf{r}, \nu, \Omega) = \int_0^\infty n_H(\mathbf{r} + s\Omega) j(\mathbf{r} + s\Omega, \nu, -\Omega) e^{-\tau_\nu(\mathbf{r} + s\Omega, \mathbf{r})} ds,$$

где s – координата вдоль луча зрения; $\tau_\nu(\mathbf{r}', \mathbf{r})$ – оптическая толщина среды для рассеянных фотонов с частотой ν , распространяющихся от точки рассеяния $\mathbf{r}' = \mathbf{r} + s\Omega$ до положения наблюдателя в точке \mathbf{r} . Выражение для атомного коэффициента излучения имеет следующий вид:

$$j(\mathbf{r}', \nu, -\Omega) = \phi(\omega) F_S(\mathbf{r}', \nu_p) \sigma_\nu(\mathbf{r}', \nu) \quad (4)$$

Здесь $\phi(\omega)$ – индикатриса рассеяния, т.е. функция, описывающая связь между направлениями падающего и рассеянного фотонов [10]; $F_S(\mathbf{r}', \nu_p)$ – поток солнечных (первичных) Лайман-альфа фотонов частоты ν_p в точке \mathbf{r}' без учета поглощения. Для вычисления потока солнечных фотонов на орбите Земли мы использовали солнечный спектр в линии Лайман-альфа из работы [11]. В случае, когда направление луча зрения наблюдателя является радиальным, между частотой первичного солнечного фотона ν_p и частотой рассеянного фотона ν существует простая связь: $\nu_p = 2 \cdot \nu_0 - \nu$, ν_0 – частота в центре линии Лайман-альфа.

Таким образом, зная локальное распределение атомов водорода в каждой точке гелиосферы, можно найти спектры рассеянного излучения в любом радиальном направлении. Причем, поскольку мы рассматриваем две популяции атомов, то можно находить характеристики излучения, рассеянного на каждом сорте атомов отдельно, тогда спектр суммарного рассеянного излучения будет равен сумме спектров, относящихся к двум сортам.

Для удобства сравнения результатов введем моменты полученных спектров излучения, вычисляемые следующим образом:

$$I_{los}(\mathbf{r}, \Omega) = \frac{4\pi}{10^6} \int_0^\infty I(\mathbf{r}, \nu, \Omega) d\nu,$$

$$V_{los}(\mathbf{r}, \Omega) = \frac{\int_0^\infty u(\nu) I(\mathbf{r}, \nu, \Omega) d\nu}{I_{los}(\mathbf{r}, \Omega)},$$

$$T_{los}(\mathbf{r}, \Omega) = \frac{m_H \int_0^\infty [u(\nu) - V_{los}(\mathbf{r}, \Omega)]^2 I(\mathbf{r}, \nu, \Omega) d\nu}{k_b I_{los}(\mathbf{r}, \Omega)}$$

Здесь $u(\nu) = c(\nu/\nu_0 - 1)$ – проекция скорости атома на направление луча зрения; m_H – масса атома водорода, k_b – постоянная Больцмана; I_{los} – суммарная интенсивность рассеянного излучения в данном направлении.

нии; V_{los} – первый момент спектра, характеризующий доплеровский сдвиг рассеянных фотонов; T_{los} – второй момент спектра, характеризующий ширину линии рассеянного излучения. Индекс «*los*» обозначает от английского *line of sight*, т.е. характеристика, измеренная вдоль луча зрения наблюдателя. При таком определении $[I_{los}] = R$ (рэлей), размерности V_{los} и T_{los} совпадают с размерностями скорости и температуры, соответственно. Отметим, что скорость и температура, видимые в Лайман-альфа и определенные выше, не совпадают со скоростью и температурой атомов водорода вдали от Солнца, поскольку величины V_{los} и T_{los} являются интегралами вдоль луча зрения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В этом разделе будут представлены результаты расчетов второго момента от спектра рассеянного Лайман-альфа излучения или видимой температуры, T_{los} . Данный момент от спектра оказался особенно чувствительным к свойствам распределения атомов водорода в гелиосфере.

В работах [12, 13] проводился анализ экспериментальных данных по рассеянному излучению, полученных на КА SOHO/SWAN. Было обнаружено, что график зависимости измеряемой температуры T_{los} от направления луча зрения наблюдателя имеет ярко выраженный минимум примерно на $50 \div 60^\circ$ от направления навстречу набегающему потоку. Этот минимум был объяснен тем, что в гелиосфере присутствует два сорта межзвездных атомов водорода (первичные и вторичные), которые имеют разные массовые скорости вдоль оси Z . При этом, если посмотреть на проекцию функции распределения атомов каждого сорта на направление луча зрения наблюдателя, то при $\theta = 0^\circ$ функции распределения атомов двух сортов будут смещены друг относительно друга (т.к. их средняя скорость в этом направлении различна), а при $\theta = 90^\circ$ функции распределения накладываются друг на друга (т.к. средняя скорость в направлении перпендикулярном набегающему потоку ЛМС практически равна нулю для обоих сортов). В результате температура рассеянного излучения при $\theta = 90^\circ$ меньше, чем при $\theta = 0^\circ$. Обнаруженный экспериментальный минимум служил косвенным доказательством существования области гелиосферного ударного слоя.

На рис. 3. приведены графики зависимости видимой температуры T_{los} , на орбите Земли, от направления луча зрения наблюдателя, которое характеризуется углом θ , отсчитываемым от направления навстречу набегающему потоку ЛМС. Разные кривые соответствуют видимым температурам, вычисленным по спектрам рассеянного излучения отдельно для первичных и вторичных межзвездных атомов, а также по спектру, полученному с учетом обоих сортов.

Из рисунка видно, что сплошная кривая (соответствующая суммарному излучению, температура которого и определялась по данным измерений на КА SWAN в работах [12,13]) монотонно возрастает при увеличении угла от 0 до 90 градусов, и никакого минимума не возникает. Таким образом, наблюдаемый в экспери-

ментах и имеющий простое качественное объяснение минимум температуры T_{los} в результатах расчетов на основе нашей кинетической модели отсутствует. Хотя в нашей модели учтены два сорта межзвездных атомов, и, казалось бы, качественное объяснение должно работать.

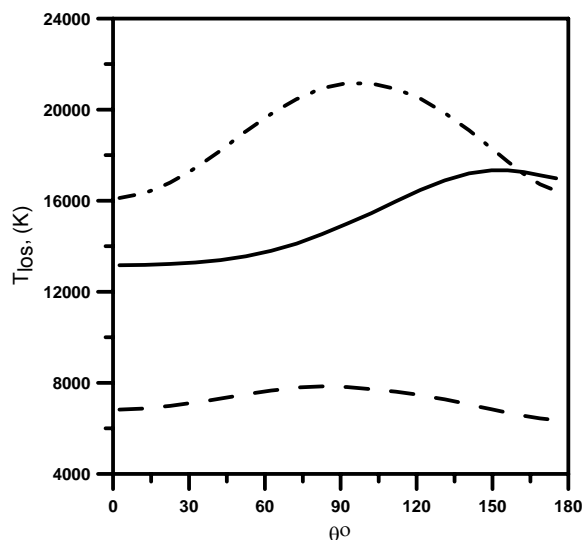


Рис. 3. Зависимость ширины спектра рассеянного излучения или видимой температуры T_{los} от направления луча зрения, определяемого углом θ . Пунктирная кривая соответствует излучению, рассеянному на первичных межзвездных атомах, штрихпунктирная – излучению, рассеянному на вторичных межзвездных атомах, а сплошная – суммарному рассеянному излучению

Чтобы объяснить это обстоятельство, посмотрим на графики температуры излучения, рассеянного отдельно на каждой компонент межзвездных атомов. Видно, что эти графики (пунктирная и штрихпунктирная линии на рис. 3.) имеют максимум при $\theta = 90^\circ$. Особенно этот эффект проявляется для излучения, рассеянного на вторичных межзвездных атомах. Увеличение температуры излучения в направлении перпендикулярном набегающему потоку составляет примерно 4000 К.

Ширина линии рассеянного излучения T_{los} определяется распределением радиальной кинетической температуры атомов водорода в гелиосфере. Под радиальной температурой мы понимаем второй момент функции распределения атомов по скоростям, вычисляемый следующим образом:

$$T_r(\mathbf{r}) = \frac{m_H}{k_b \cdot n_H(\mathbf{r})} \int f(\mathbf{r}, \mathbf{w}) \cdot [V_r(\mathbf{r}) - w_r]^2 d\mathbf{w}$$

Здесь V_r – средняя скорость атомов; \mathbf{w} – индивидуальная скорость атомов; f – функция распределения по скоростям.

На рис. 4 изображена зависимость радиальной температуры вторичных межзвездных атомов на внешней границе (т.е. на расстоянии 90 а.е. от Солнца) в зависимости от угла θ .

Из рис. 4 видно, что радиальная температура вторичных межзвездных атомов после прохождения области гелиосферного интерфейса также имеет существ-

венный максимум при $\theta = 90^\circ$. Заметим, что для первичных межзвездных атомов наблюдается аналогичная картина. Этот эффект объясняется следующим образом: как обсуждалось во введении, в области гелиосферного ударного слоя работает эффект селекции. Этот эффект приводит к увеличению массовой скорости атомов.

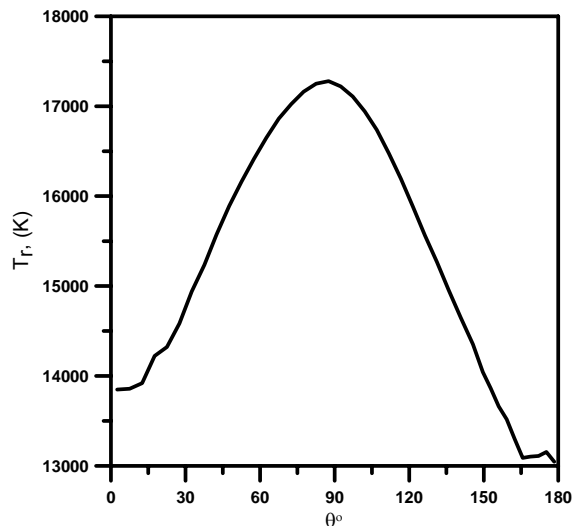


Рис. 4. Зависимость радиальной кинетической температуры вторичных межзвездных атомов водорода на внешней границе расчетной области ($r = 90$ а.е.) в зависимости от угла θ

Этот же эффект селекции приводит к уменьшению кинетической температуры T_z по сравнению с температурой T_R . Напомним, что ось Z направлена навстречу набегающему потоку ЛМС, а ось R – это ось цилиндрической системы координат, направленная перпендикулярно набегающему потоку. А поскольку при $\theta = 0^\circ$ радиальное направление совпадает с осью Z , а при $\theta = 90^\circ$ – с осью R , то и получается, что график радиальной температуры имеет максимум при $\theta = 90^\circ$ (т.к. $T_R > T_z$).

Вернемся теперь к рис. 3. Температура суммарного рассеянного излучения (сплошная кривая на рис. 3.) определяется свойствами спектров излучения, рассеянного на межзвездных атомах двух сортов. При этом наличие максимума температуры T_{los} для каждого сорта в отдельности компенсирует тот минимум для видимой температуры при $\theta = 90^\circ$, который должен был бы возникнуть из-за наличия двух сортов атомов, смещенных друг относительно друга в пространстве скоростей. Таким образом, отсутствие минимума T_{los} в модели объясняется глобальными эффектами, связанными с изменением функции распределения атомов на границе гелиосферы.

ВЫВОДЫ

В данной работе мы использовали разработанную модель, описывающую распределение межзвездных атомов водорода в гелиосфере с учетом глобальных эффектов границы гелиосферы, для расчета характеристик рассеянного солнечного Лайман-альфа излучения, измеряемого на орбите Земли в различных радиальных направлениях. При этом результаты расче-

тов показали, что обнаруженный экспериментально на КА SOHO/SWAN минимум температуры излучения вдоль луча зрения не может быть получен в рамках рассматриваемой нами модели. Хотя в нашей модели присутствуют два сорта межзвездных атомов, и из качественных соображений минимум температуры должен существовать. Отсутствие минимума объясняется значительным различием компонент T_z и T_R кинетической температуры атомов, после прохождения ими области гелиосферного ударного слоя. Это означает, что для устранения различий между теорией и экспериментом необходимо произвести такие изменения в модели, которые привели бы к уменьшению разницы между компонентами T_z и T_R кинетической температуры.

В рассмотренной в настоящей работе модели не были учтены два важных физических фактора, каждый из которых может привести к уменьшению разницы между температурами T_z и T_R . Первым фактором является межзвездное магнитное поле, которое, как известно [14], приводит к асимметрии области ударного слоя. Вследствие перезарядки межзвездное магнитное поле существенно влияет на распределение межзвездных атомов [14, 15], и, возможно, может привести к изменению соотношения между температурами T_z и T_R .

Вторым из возможных факторов, приводящих к уменьшению разницы между T_z и T_R может оказаться немаксвелловость плазменной компоненты в межзвездной среде в окрестности гелиопазы. В самом деле, в [16] было показано, что захваченные протоны с энергиями больше ~ 0.1 кэВ имеют большие длины свободного пробега по Кулоновским столкновениям, и, следовательно, должны рассматриваться в качестве отдельной компоненты. По аналогии с [17] рассмотренные захваченные протоны в качестве отдельной компоненты должны привести к эффективному уменьшению температуры протонов межзвездной среды, а это, в свою очередь, приведет к уменьшению температуры вторичных межзвездных атомов. В результате эффект наличия двух, обладающих разными массовыми скоростями, компонент атомов, может начать доминировать над эффектом, связанным с различием температур T_z и T_R . В ближайшее время указанные возможности будут проверены.

Таким образом, можно заключить, что благодаря своей чувствительности к особенностям распределения атомов водорода в гелиосфере, температура вдоль луча зрения рассеянного Лайман-альфа излучения является эффективным методом диагностики свойств границы гелиосферы. Имеющиеся на сегодняшний день теоретические модели не могут объяснить некоторые детали распределения рассеянного излучения, поэтому необходимо проводить дальнейшие исследования. Сравнение теоретических и экспериментальных данных позволит извлечь новую информацию о величине и направлении межзвездного магнитного поля, а также о свойствах атомов и плазмы на границе гелиосферы.

Автор выражает благодарность Ю.Г. Маламе за предоставленные результаты расчетов в рамках модели Баранова–Маламы. Данная работа выполнена при частич-

ном финансировании грантов РФФИ 10-02-01316-а, 10-02-93113-НЦНИЛ-а, а также при поддержке фонда «Династия».

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

ЛМС – локальная межзвездная среда;

G – гравитационная постоянная

M_{\odot} – масса Солнца

k_b – постоянная Больцмана

m_H – масса атома водорода

Ω – направление луча зрения наблюдателя

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Baranov V.B., Malama Yu.G. Model of the solar wind interaction with the local interstellar medium - Numerical solution of self-consistent problem // *Journal of Geophysical Research*. 1993. V. 98. No. A9. Pp. 15,157–15,163.
2. McComas D.J., Allegrini F., Bochsler P. et al. Global Observations of the Interstellar Interaction from the Interstellar Boundary Explorer (IBEX) // *Science*. 2009. V. 326. I. 5955. P. 959.
3. Izmodenov V.V., Gruntman M., Malama Yu.G. Interstellar hydrogen atom distribution function in the outer heliosphere // *Journal of Geophysical Research*. 2001. V. 106. Is. A6. pp. 10681–10690.
4. Summanen T. The effect of the time and latitude-dependent solar ionization rate on the measured Lyman α -intensity // *Astron Astrophys*. 1996. V. 314. Pp. 663–371.
5. Bzowski M. Survival probability and energy modification of hydrogen energetic neutral atoms on their way from the termination shock to Earth orbit // *Astronomy and Astrophysics*. 2008. V. 488. Pp. 1057–1068.
6. Lindsay B.G., Stebbings R.F. Charge transfer cross sections for energetic neutral atom data analysis // *Journal of Geophysical Research*. 2005. V. 110. P. A12213.
7. Катушкина О.А., Измоденов В.В. Влияние эффектов гелиосферного интерфейса на распределение параметров атомов межзвездного водорода внутри гелиосферы // *Письма в Астрон. Ж.* 2010. Т. 36. № 4. С. 310–319.
8. Malama Yu.G. Monte-Carlo simulation of neutral atoms trajectories in the solar system // *Astrophysics and Space Science*. 1991. V. 176. No. 1. Pp. 21–46.
9. Quemerais E. Angle dependent partial frequency redistribution in the interplanetary medium at Lyman- α // *Astron. Astrophys*. 2000. V. 358. Pp. 353–367.
10. Brandt John C., Chamberlain Joseph W. Interplanetary Gas. I. Hydrogen Radiation in the Night Sky // *Astrophysical Journal*. 1959. V. 130. P. 670.
11. Lemaire P., Emerich C., Curdt W., et. al. Solar H Lyman alpha full disk profile obtained with the SUMER/SOHO spectrometer // *Astronomy and Astrophysics*. 1998. V. 334. Pp. 1095–1098.
12. Costa J., Lallement R., Quemerais E. Heliospheric interstellar H temperature from SOHO/SWAN H cell data // *Astron. Astrophys*. 1999. V. 349. Pp. 660–672.
13. Quemerais E., Lallement R., Bertaux J.-L., et al. Interplanetary Lyman α line profiles: variations with solar activity cycle // *Astronomy and Astrophysics*. 2006. V. 455. Is. 3. Pp. 1135–1142.
14. Izmodenov V.V., Malama Yu.G., Ruderman M.S. et al. Kinetic-Gasdynamic Modeling of the Heliospheric Interface // *Space Science Reviews*. 2009. V 146. I. 1-4. Pp.329–351.
15. Lallement R., Quemerais E., Bertaux J.L. et al. Deflection of the Interstellar Neutral Hydrogen Flow Across the Heliospheric Interface//*Science*. 2005. V. 307. I. 5714. Pp. 1447–1449.
16. Chalov S.V., Alexashov D.B., McComas D. et al. Scatter-free Pickup Ions beyond the Heliopause as a Model for the Interstellar Boundary Explorer Ribbon // *The Astrophysical Journal Letters*. 2010. V. 716. I.2. Pp. L99–L102.
17. Malama Yu.G., Izmodenov V.V., Chalov S.V. Modeling of the heliospheric interface: multi-component nature of the heliospheric plasma // *Astronomy and Astrophysics*. 2006. V. 445. I. 2. Pp. 693–701.