

## Диффузионное осаждение тяжелых элементов в недрах Солнца

А. Б. Горшков<sup>1, \*</sup>      В. А. Батулин<sup>1, \*\*</sup>

<sup>1</sup> *Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга,  
Университетский пр., 13, Москва, Россия*

Диффузионное осаждение элементов тяжелее гелия в условиях солнечных недр рассмотрено в рамках многокомпонентного гидродинамического описания. Многокомпонентное описание позволяет согласованным образом учесть эффект термодиффузии, а также ввести поправки за частичную ионизацию элементов с помощью среднего заряда ионов. Рассмотрен эффект взаимодействия тяжелых элементов с полем излучения, также влияющий на скорость диффузионного осаждения. Показано, что учет частичной ионизации в лучистой зоне заметно увеличивает скорость осаждения элементов тяжелее неона и, особенно, железа. Взаимодействие с полем излучения ведет к обратному по отношению к бародиффузии эффекту, заметному именно для частично ионизованных тяжелых ионов. Исползованная схема может быть использована для изучения эффектов следующего порядка, а полученные профили химического состава — для построения точной солнечной модели.

PACS: 96.60.Jw, 68.43.Jk

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе мы продолжаем исследование процессов микроскопической диффузии в Солнце и ее влияния на эволюцию химического состава, начатое в работе [1]. В настоящее время достаточно хорошо известно, что определяющими диффузионными эффектами являются бародиффузия и сопутствующая ей термодиффузия, возникающие по причине наличия градиента давления и температуры соответственно. Бародиф-

---

\* Electronic address: gorshkov@sai.msu.ru

\*\* Electronic address: vab@sai.msu.ru

фузия ведет к очевидному разделению смеси на тяжелые и легкие компоненты, то есть, прежде всего, к осаждению гелия к центру, увеличивая эволюционный возраст Солнца. Эти два основных диффузионных эффекта, вместе с эффектом концентрационной диффузии, были рассмотрены в работе [1] для эволюционной последовательности моделей Солнца ([2]) с целью нахождения профилей водорода и гелия. Там же ([1]) были получены оценки скорости осаждения тяжелых элементов, рассчитанные в рамках МР-модели [3] для полностью ионизованного элемента на фоне пары основных компонентов.

В настоящей работе мы исследуем диффузионное осаждение тяжелых элементов, включая два новых эффекта: влияние частичной ионизации элементов, а также влияние поля излучения, создающее эффект «фотолевитации».

Кратко опишем представления о диффузионных процессах, принимаемые в настоящее время при моделировании эволюции Солнца. Все эффекты микроскопической диффузии являются дифференциальными, то есть основанными на разности влияния той или иной обобщенной термодинамической силы на разные компоненты смеси. Например, бародиффузия может рассматриваться как приближение распределения реальной концентрации  $n_i(r)$   $i$ -компонента к равновесному  $n_i^{eq}(r)$  в заданном поле силы тяжести. Равновесное распределение определяется условием  $\nabla\mu_i = 0$ , где  $\mu_i$  — полный химический потенциал компонента с добавлением энергии в поле силы тяжести, то есть  $\mu_i = \mu_i^{th} + \rho_i g(r)$  ([4]). Другими словами, равновесная концентрация каждого компонента близка к решению уравнения  $\nabla P_i = -g\rho_i$ , если не учитывать влияние самодиффузии (точное условие может быть получено через химический потенциал). Такая концентрация не совпадает с гидростатическим равновесным решением для смеси компонентов. Для оценки скорости разделения основных компонентов, водорода и гелия, дополнительно требуется лишь учет столкновений между водородом и гелием. В условиях плазмы звезд решение задачи требует учета свободных электронов. Даже пренебрегая массой электронов по сравнению с массой ионов (то есть столкновениями ионов и электронов), мы должны учесть обмен импульсами через взаимодействие заряженных ионов. Наличие поля электронов ведет к торможению переноса зарядов любого вида, то есть к эффективному увеличению сечения взаимодействия.

При изучении диффузии тяжелых элементов их рассматривают как малую добавку к смеси H, He, e, так что число компонентов уже четыре. В своем движении тяжелый ион сталкивается как с «всплывающим» водородом, так и с «опускающимся» гелием.

Это создает т.н. эффект увлечения примеси потоками основных компонентов. Мы рассмотрели влияние эффекта увлечения на скорость осаждения тяжелых элементов и нашли, что эффект увлечения оказался довольно малым.

Однако, скорость осаждения тяжелых элементов существенно зависит от заряда иона и передачи импульса через электронное облако. Например, если предположить, что железо на Солнце нейтрально или однократно ионизовано, то его бародиффузионное осаждение приведет к полному исчезновению из внешних слоев Солнца, то есть все железо сосредоточится в центральной части. Однако ионизация основных по населенности элементов (C, N, O) происходит довольно быстро с ростом температуры уже во внешних слоях конвективной зоны Солнца, а скорость осаждения быстро уменьшается с увеличением заряда иона. В результате описанного «катастрофического» осаждения тяжелых элементов ожидать не приходится. Проведенные нами расчеты указывают на заметное уменьшение скорости осаждения при учете реального значения степени ионизации элементов.

Для точного расчета скоростей осаждения мы использовали более сложную расчетную схему, предложенную [5] и пригодную для произвольного числа компонентов. В этом случае решается система уравнений Бюргера для всех четырех компонентов, и в коэффициенты уравнения вводятся соответствующие поправки, связанные с зарядом каждого иона или другими эффектами (см. обсуждение фотодиффузии ниже). Кроме того, такая схема позволяет включить эффект термодиффузии в приближении более высокого порядка по сравнению с формулами МР-модели.

При рассмотрении диффузии элементов с переменным по радиусу зарядом (то есть с меняющейся степенью ионизации) мы сделали ряд упрощающих предположений относительно взаимовлияния диффузии компонентов и реакций ионизации-рекомбинации. Главное предположение состоит в том, что процессы диффузии не меняют состояния ионизационного равновесия, рассчитанного в каждой точке в соответствии с термодинамическим уравнением состояния. Такое предположение достаточно оправданно в условиях Солнца, где скорости диффузионных потоков настолько малы, что концентрация компонентов меняется на несколько процентов в течение миллиардов лет. Другими словами, дополнительный поток «внешних» ионов с другим зарядом пренебрежимо мал по сравнению со скоростью реакции ионизации.

Поэтому эффект переменного заряда иона состоит в том, что в каждой точке исполь-

зается свое значение среднего заряда (или среднего квадрата заряда) по данному иону. В работе [6] была сделана попытка использовать другой подход, когда ион в каждой степени ионизации рассматривается самостоятельно, как независимый компонент. Однако такой подход вызывает у нас сомнения, поскольку не представляется возможным решать уравнения ионизации совместно с системой уравнений Бюргера для скоростей диффузии. В конечном итоге, даже учет сохранения числа ионов данного сорта оказывается проблематичным. Поэтому результаты, полученные в [6], хотя и понятны, но представляются необоснованными физически в отношении данного специфического способа учета влияния частичной ионизации. В частности, в [6] были получены почти сингулярные слагаемые, возникающие около каждой зоны ионизации из-за больших градиентов концентрации отдельного ионизационного компонента.

Наша схема учета частичной ионизации более проста и основана на рассмотрении распределения состояний ионизации элементов по радиусу Солнца. Ниже, в главе 5 дано детальное описание этого вопроса. Здесь укажем лишь, что ионизация элементов С, N, O практически заканчивается внутри конвективной зоны, поэтому учет их частичной ионизации имеет относительно малый эффект. Для железа учет имеет максимальное значение и ведет к существенному повышению скорости его осаждения. С другой стороны, именно для железа распределение степеней ионизации имеет ряд особенностей, которые делают учет детальных реакций очень сложным.

Перейдем к эффекту фотодиффузии. В англоязычной литературе утвердился термин «фотолевитация», то есть «подъем» тех или иных ионов в поле излучения. Нам представляется необходимым уточнить смысл данного эффекта. Любой элемент вещества внутри звезды находится в поле излучения, причем поток излучения направлен вверх, то есть против силы тяжести. Кроме того, для элемента вещества с большой оптической толщиной можно считать, что поле излучения находится в термодинамическом равновесии с веществом, то есть излучение и вещество имеют равные температуры. На практике это значит, что фотон будет поглощен внутри данного элемента многократно. Общее влияние поля излучения в этом приближении описывается силой, равной  $\nabla P_{rad}$ , действующей на весь элемент в целом. Эту силу вполне можно назвать силой фотолевитации.

В модельное уравнение гидростатического равновесия входит как газовое, так и лучистое давление, и сила тяжести компенсирует градиент полного давления. В рамках

многокомпонентного описания естественно предположить, что для каждого компонента можно выделить силу со стороны потока излучения, которая пропорциональна вкладу данного компонента в непрозрачность. Другими словами, сильно поглощающий компонент приобретает некоторый импульс со стороны поля излучения, и этот импульс больше, чем импульсы для слабо поглощающих компонентов. Наиболее простой способ учесть такую силу — это модифицировать ускорение силы тяжести в уравнении Бюргера для соответствующего компонента. Строго говоря, сумма таких модификаций должна быть равна градиенту лучистого давления — тем самым сохраняется справедливость уравнения гидростатического равновесия.

В наших расчетах эффект лучистого давления учитывался только для тяжелых элементов, массовые содержания которых малы. Полученный результат состоит в уменьшении скорости осаднения к центру звезды. При этом эффект оказывается довольно «плавным» по радиусу, поскольку отдельные области ионизации элементов слабо разделены между собой. Во внешних областях конвективного переноса эффект лучистой поправки существенно понижается, как это объяснено в главе 6. В целом, учет фотодиффузии приводит к уменьшению скорости осаднения на несколько процентов (до 14% в конвективной зоне для железа).

## 2. СОСТОЯНИЯ ИОНОВ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ВНУТРИ СОЛНЦА

Поскольку целью статьи является изучение влияния частичной ионизации ионов на скорость диффузии, рассмотрим более детально распределение заряда ионов вдоль радиуса внутри Солнца для выбранных тяжелых элементов.

В расчетах распределений состояний иона  $z_j$  с атомным номером  $j$  (иногда вместо атомного номера будем использовать химический индекс элемента, например,  $z_{Fe}$ ) использовались рассчитанные по нашей просьбе дополнительные таблицы к уравнению состояния (УрС) SANA-S ([7], [8]). Эти таблицы содержат концентрации каждого из шести тяжелых ионов  $n_j^z$ , где  $z = 0 \dots j$ , а  $j = \{6, 7, 8, 10, 14, 26\}$ . Основная используемая в дальнейших расчетах величина — это средний заряд ионов данного атомного номера, то есть

$$\bar{z}_j = \sum_{z=0}^j \tilde{n}_j^z z_j, \quad (1)$$

где относительные содержания равны  $\tilde{n}_j^z = n_j^z / \sum_{z=0}^j n_j^z$ . В термодинамических расчетах УрС SAHA-S учитываются также некоторые молекулы и их ионы, однако в наших расчетах мы игнорировали их присутствие.

Поскольку энергия ионизации возрастает с  $z$ , то степень ионизации иона последовательно увеличивается, и относительные содержания  $\tilde{n}_j^z$  отличны от нуля только для нескольких (не больше 3–4) значений  $z$ . Часто большинство ионов данного элемента находятся в одном или двух состояниях  $z, z + 1$ . Тогда ошибка использования квадрата среднего заряда иона  $(\bar{z}_j)^2$  вместо среднего квадрата заряда  $\bar{z}_j^2 = \sum_{z=0}^j \tilde{n}_j^z (z_j)^2$  оказывается малой. Простые алгебраические выкладки показывают, что в ситуации «парных» распределений ионов эта ошибка не превышает несколько процентов от самой величины. При расчетах средних зарядов внутри Солнца встречается более сложная ситуация, связанная с явлением «пропуска» состояний ионизации. Для некоторых состояний ионизации нет точки по радиусу Солнца, в которой соответствующая концентрация ионов была бы больше, чем все остальные. Такая ионизация «как бы» пропускается. В этом случае дисперсия распределения  $\tilde{n}_j^z$  увеличивается, и ошибка при усреднении квадрата заряда также растет.

Для иллюстрации явления «пропуска» ионизаций мы отложили на рис. 1 ионные распределения для железа  $\tilde{n}_{Fe}^z(r)$  как функцию радиуса в модели Солнца. Можно увидеть, что доля ионов в состоянии  $z = 11$  и  $13$  никогда не превышает 15% общего числа ионов железа. При этом в точке, где  $\tilde{n}_{Fe}^{11}(r)$  максимально, содержание ионов с другими зарядами больше, чем рассматриваемого. Подобное явление можно обнаружить для кремния, тогда как для элементов с меньшим атомным номером оно отчетливо не выделяется.

Остановимся лишь на некоторых особенностях ионизации тяжелых элементов в условиях Солнца. Рассмотрим элементы с двумя электронными оболочками — K и L, то есть C, N, O и Ne из изучаемого набора. Ионизация электронов с L-оболочки происходит постепенно, и приведенная энергия ионизации ( $\hat{I}_j^z = I_j^z / j^2$ ) в изоэлектронной последовательности растет с небольшим декрементом  $\Delta \hat{I}_j^z \leq 1$  практически одинаково для всех элементов. В результате, средний заряд для этих элементов во внешней части конвективной зоны довольно близок. Однако декремент потенциала ионизации  $\Delta \hat{I}_j^z$  резко возрастает (почти в десять раз), когда заряд иона равен  $z = j - 2$ , и должны ионизо-

ваться электроны с К-оболочки. Это ведет к нескольким следствиям. Во-первых, образуется область, где ионы накапливаются в состоянии с  $z = j - 2$ , то есть  $\tilde{n}_j^{j-2} \simeq 1$ . В этой области средний заряд оказывается постоянным по радиусу. Во-вторых, при достижении соответствующей температуры, ионизация К-электрона оказывается четко выраженной в термодинамических параметрах, например, проявляясь как понижение показателя адиабаты. В третьих, после ионизации К-электронов ион может рассматриваться как гелиево- или водородоподобный, и довольно быстро (по радиусу Солнца) достигает некоторого предела, не равного полному заряду.

Из более тяжелых ионов наибольший интерес представляет железо. Для него ионизация К-электронов вообще не достигается в условиях Солнца. Существует несколько менее выраженный барьер при ионизации 16-кратно ионизованного железа ( $z = 10$ , то есть ион подобен Ne), который проявляется похожим образом. Разница состоит в том, что такой «промежуточный» барьер слабее выражен, а также в том, за его пределами ионизация не выходит на предельный уровень, а продолжает постепенно нарастать, аналогично ионизации L-электронов у неона.

При рассмотрении ионизации в недрах Солнца мы должны иметь в виду разницу температурных градиентов в различных областях. В самых внешних областях конвективной зоны градиент температуры высок и ионизация происходит очень быстро для всех элементов. В адиабатической (основной) части конвективной зоны градиент температуры имеет почти постоянное значение, то есть  $(d \lg T / d \lg \rho)_S = 2/3$ . В области лучистого переноса ниже конвективной зоны градиент становится еще меньше, и химический потенциал электронов может уменьшаться с глубиной. Если ионизация насыщенная (как у элементов группы C-Ne), в этих областях степень ионизации может даже убывать с глубиной (если не учитывать зависимость внутренней статистической суммы от температуры и плотности). При ненасыщенной ионизации (как у железа и кремния) степень ионизации растет с глубиной, однако медленнее, чем в конвективной зоне.

Для оценки скорости диффузионного осаждения важно отметить, что полная ионизация для CNO происходит внутри конвективной зоны, для Ne — чуть глубже основания конвективной зоны. Наиболее важным для расчетов диффузии является величина заряда в лучистой зоне, и для указанных четырех ионов эта величина почти равна заряду ядра  $j$ . Для кремния и железа это не так, причем их средний заряд постепенно растет с

глубиной (рис. 2). Любопытной особенностью ионизации кремния является то, что его К-барьер простирается практически по всей лучистой зоне, так и не будучи преодолен до самого центра.

Рассмотрим возможные физические механизмы влияния ионизации тяжелых элементов на скорость диффузионного осаждения. Первый эффект, с учетом которого мы проводим наши вычисления, состоит в том, что скорость бародиффузионного осаждения зависит от заряда (через сечение столкновений и взаимодействие с электронным полем). В действительности, зависимость сложная, но указанная пропорциональность является доминирующей. В результате, скорости осаждения в каждой точке должны рассчитываться с учетом заряда иона в данных условиях. Дополнительным упрощением является использование приближения среднего заряда и подстановка этой величины в формулы для оценки скорости. Более правильным было бы вычисление скоростей осаждения для каждого иона в отдельности, а затем нахождение средней скорости по всем ионам данного элемента. Однако с учетом особенностей распределения по состояниям ионизации ионов, описанного выше, мы полагаем, что ошибка приближения среднего заряда не превышает нескольких процентов величины.

Второй физический эффект частичной ионизации связан с наличием градиента степени ионизации по радиусу. Физическое содержание данного эффекта близко к явлению амбиполярной диффузии. Более точно, этот эффект возникает из-за наличия градиента концентрации электронов, а не отдельных ионов. Градиент химического потенциала электронов ведет к диффузионному потоку электронов, который увлекает за собой ионы соответствующего заряда. Однако в рассматриваемой нами задаче общее количество электронов определяется основными, почти полностью ионизованными компонентами — водородом и гелием, поэтому градиент электронной концентрации, вызванный, например, градиентом заряда железа, исключительно мал. Кроме того, для наиболее важной области — лучистой зоны — градиенты заряда ионов особенно малы, как вследствие малого градиента температуры, так и вследствие особенностей ионизации, описанных выше. Поэтому мы не делаем попытки учесть данный эффект.

Отметим, что описанный эффект градиента заряда нельзя учесть с помощью рассмотрения диффузии отдельных ионов как независимых частиц. Градиент концентрации отдельного иона  $z_j$  может быть весьма высок (в области быстрой ионизации) и он не будет компенсироваться градиентом иона  $z_j + 1$ , как следует из условия сохранения



общего числа ионов. В результате возникает необъяснимый физически поток ионов, который получился в расчетах [6].

Третий эффект — это влияние диффузионного потока на состояние ионизационного равновесия. Другими словами, ионизационное равновесие предполагает, что количество ионизаций с ионами  $z_j$  уравнивается количеством рекомбинаций ионов  $z_j + 1$ , из чего находятся соответствующие концентрации  $n_j^z$  и  $n_j^{z+1}$ . Если существуют внешние потоки ионов различных степеней ионизации, то уравнение баланса уже не будет выполняться. В результате стационарные концентрации становятся другими. Это и следует рассматривать как диффузионное смещение ионизационных равновесий. Однако из-за весьма малой скорости диффузии в условиях Солнца мы также игнорируем этот эффект в наших расчетах. Данное приближение мы называем приближением «замороженного» состояния ионизации, то есть предполагаем, что ионизационные концентрации в каждой точке модели не зависят от того, есть или нет диффузионный поток любого вида.

Четвертый эффект состоит в изменении сечения столкновений (интеграла столкновений) с учетом столкновений, ведущих к ионизации. Другими словами, помимо упругих столкновений, мы должны учесть неупругие (рекомбинационные), а также трехчастичные и так далее. Нам не известны математические модели для учета данного эффекта.

Наконец, можно назвать пятый эффект, ведущий к изменению скорости диффузии. Перенос ионов нужно рассматривать как перенос частиц с внутренней энергией, дополнительной к кинетической. Вполне возможно, что такой перенос внутренней энергии (с последующей ее освобождением в реакции ионизации) может внести существенный вклад в остаточные тепловые члены в уравнениях Бюргера (см. главу 3), и повлиять на оценку скорости термодиффузии.

### 3. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ДИФФУЗИИ

Рассмотрим основные уравнения принятой нами расчетной схемы и предположения при их выводе. Конечной задачей является получение относительных скоростей диффузии  $w_i$ , то есть скорости компонента  $i$  относительно общего центра масс всей смеси. Основная расчетная схема (без учета взаимодействия с полем излучения) для

многокомпонентной смеси представлена в [5] и является непосредственным следствием уравнений Бюргерса ([9]). В свою очередь, уравнения Бюргерса восходят еще к самым ранним работам по теории кинетических уравнений. В книге Франк-Каменецкого ([10]) такой подход называется гидродинамическим представлением диффузионных процессов. Альтернативный подход был развит в книге Чепмена и Каулинга ([11]), его иногда называют методом Энскогога.

Следует подчеркнуть, что уравнения Бюргерса представляют собой прямое следствие уравнений Боголюбова-Борна-Грина-Кирквуда-Ивона (ББГКИ) для усредненных по моментам функций распределения частиц сорта  $s$  по скоростям и координатам  $F_s(\mathbf{x}, \vec{\xi})$ .

Следуя обозначениям [9], запишем уравнение Лиувилля для функции распределения

$$\frac{\partial F_s}{\partial t} + \xi_{sh} \frac{\partial F_s}{\partial x_h} + \frac{f_{sh}}{m_s} \frac{\partial F_s}{\partial \xi_{sh}} = \left( \frac{dF_s}{dt} \right)_{coll} \quad (2)$$

Отметим специфические особенности такой записи уравнений. Во-первых, уравнения рассматриваются для каждого сорта частиц  $s$  отдельно. Во-вторых, предполагается наличие внешних сил  $\vec{f}_s$ , действующих на частицы  $s$  с массой  $m_s$  (индекс  $h$  соответствует координатным компонентам). Это существенно для описания плазмы в гравитационном поле звезды, и в дальнейшем полагаем, что  $f_{sh} = m_s g_h + e_s E_h$ , где  $\vec{g}$  — ускорение силы тяжести, а  $\vec{E}$  — электрическое поле, созданное электронами и ионами. В дальнейшем из уравнения (2) получают уравнения для центральных моментов, то есть величин вида

$$p_{hk\dots}^s = m_s \int_{\{\vec{\xi}\}} d\vec{\xi}_s (c_h^s c_k^s \dots) F_s, \quad (3)$$

где  $\vec{c}^s = \vec{\xi}_s - \mathbf{u}_s$  — случайная, или тепловая скорость компонента, а  $\mathbf{u}_s = \langle \vec{\xi}_s \rangle_F$  — средняя скорость частиц сорта  $s$ . Получение набора скоростей  $\mathbf{u}_s$  позволяет решить задачу, поскольку диффузионные скорости определяются как  $\mathbf{w}_s = \mathbf{u}_s - \mathbf{u}$ , где  $\mathbf{u} = \rho^{-1} \sum \rho_s \mathbf{u}_s$  — средняя скорость всех компонентов системы.

Определения для скоростей позволяют точнее понять смысл эффекта диффузии. Если вся система находится в равновесии в поле внешних сил, то диффузия состоит в разделении компонентов смеси, то есть скорости основных компонентов направлены в разные стороны.

Помимо диффузионных скоростей  $\mathbf{w}_s$ , неизвестными являются компоненты тензора переноса импульса  $p_{hk}^s$  и тензорные величины более высокого порядка  $p_{hki}^s$ . Момен-

ты более высоких порядков исключают из уравнений, используя т.н. приближение 13-ти моментов ([9]). Относительно величин  $p_{hk}^s$  можно сказать, что симметричная часть соответствует термодинамическому давлению идеального газа, то есть  $p_s = \frac{1}{3}(p_{hh}^s)$ . Несимметричная часть тензора связана с тензором вязких напряжений. Тепловой поток, связанный с переносом кинетической энергии или компонента теплового потока, определяется как

$$r_h^s = \frac{1}{2} \frac{p_{hkk}^s}{p_s} \quad (4)$$

Оставляя в стороне подробности вывода, перейдем к итоговым уравнениям. Следуя [5], запишем уравнение сохранения числа частиц (эквивалент уравнения неразрывности)

$$\frac{\partial n_s}{\partial r} + \text{div}(n_s w_s) = \left( \frac{\partial n_s}{\partial r} \right)_{nucl} \quad (5)$$

В уравнении (5) учтен факт того, что число частиц (например, гелия) может меняться из-за ядерных реакций. Уравнение для импульса имеет вид

$$\frac{dp_s}{dr} + \rho_s g - \rho_{es} E = \sum_{t \neq s} K_{st} [(w_t - w_s) + 0.6(x_{st} r_s - y_{st} r_t)] \quad (6)$$

Это уравнение еще называют основным уравнением диффузии, поэтому остановимся на нем чуть подробнее. Смысл членов в левой части достаточно очевиден и разбирался в предыдущей статье [1]. Слагаемое  $\rho_s g$  появляется как результат добавления слагаемого  $dp/dr$  при выводе уравнения и исключения средней скорости. Слагаемые в правой части появляются как результат усреднения интегралов столкновений. Первая часть (вида  $K_{st}(w_t - w_s)$ ) выражает обмен импульсом между частицами сорта  $s$  и  $t$ , поэтому коэффициенты  $K_{st}$  иногда называют коэффициентами сопротивления, по аналогии с силой трения между потоками, движущимися с разной скоростью. Последнее слагаемое в правой части выражает эффект передачи импульса, возникающий при переносе кинетической энергии между потоками. Таким образом, уравнение учитывает влияние термодиффузии на итоговые диффузионные скорости. Этим, в частности, наши настоящие расчеты отличаются от более простой схемы в МР-модели, использованной в [1]. В МР-модели последним членом пренебрегали, и тогда для двух компонентов плазмы (ионизованные водород и гелий) получается одно уравнение, из которого можно получить скорости диффузии. Напряженность поля вычисляется в приближении отсутствия термодиффузии электронов, а парциальное давление  $p_s$  оценивается через долю

соответствующего элемента в приближении полной ионизации из полного давления. В наших расчетах эти приближения не использовались, а решалась система уравнений для всех компонентов, включая электроны.

Естественно, что суммирование всех уравнений импульса (6) дает нулевую правую часть (из-за симметрии входящих членов), а при малой напряженности  $E$  (оценка этой величины дается в [12]), приводит к обычному уравнению гидростатики, то есть

$$\frac{d \sum p_s}{dr} + g \sum \rho_s = 0 \quad (7)$$

Мы сознательно оставили суммы парциальных давлений, поскольку в реальной модели Солнца выполнение равенства  $\sum p_s = p_{tot}$  неочевидно. По определению, парциальные давления  $p_s$  представляют собой симметричную часть тензора кинетического давления газа. Общее давление в современном уравнении состояния может быть записано в виде

$$p_{EOS} = p_{id} + p_{rad} + p_{DH} + p_{nonid} \quad (8)$$

Первое слагаемое в правой части  $p_{id}$  — идеально-газовый компонент — действительно близка к указанной сумме парциальных давлений, если пренебречь частичным вырождением электронов в условиях Солнца. Однако существует еще компонент давления излучения, наличие которого важно при обсуждении вопроса о влиянии непрозрачности вещества на диффузию. Кроме того, в условиях Солнца член поправки к давлению за кулоновское взаимодействие в приближении Дебая-Хюккеля ( $p_{DH} < 0$ ), вообще говоря, не мал. Максимальное значение такой поправки может достигать 10% общего давления, хотя такое максимальное значение достигается в верхней части конвективной зоны, что несколько нивелирует вклад в оценки диффузионных скоростей. Существует также вклад в давление  $p_{nonid}$  других эффектов неидеальности. Это различие между суммой парциальных давлений и полным термодинамическим давлением следует учитывать как в практической расчетной схеме (вычитая дополнительные члены из давления, используемого в равновесной модели), так и при попытке контролировать полученные результаты с помощью уравнения гидростатики.

Наконец, в процессе решения мы должны определить вектор переноса кинетической энергии, связанный опять же с диффузионным переносом вещества. Для этого исполь-

зуются уравнения, выражающие, по сути, сохранение кинетической энергии частиц

$$\frac{5}{2}n_s k_B \frac{dT}{dr} = \sum_{s \neq t} K_{st} \left\{ \frac{3}{2} x_{st} (w_s - w_t) - y_{st} [1.6 x_{st} (r_s + r_t) + Y_{st} r_s - 4.3 x_{st} r_t] \right\} - 0.8 K_{st} r_s \quad (9)$$

В этих уравнениях  $x_{st} = \mu_{st}/m_s$ ,  $y_{st} = \mu_{st}/m_t$ ,  $\mu_{st} = m_s m_t / (m_s + m_t)$  — приведенная масса, а  $Y_{st} = 3y_{st} + 1.3x_{st}m_t/m_s$ . Численные коэффициенты возникают как в процессе оценки интегралов столкновений, так и при исключении моментов более высокого порядка. Подробный, но громоздкий вывод этих уравнений приведен в книге [9].

Таким образом, для получения диффузионных скоростей мы решаем систему уравнений (6) и (9) для каждой из четырех компонентов — водород, гелий, изучаемый тяжелый элемент и электроны.

Тем самым, в наших расчетах принимаются во внимание основной эффект бародиффузионного осаждения тяжелых элементов, эффект термодиффузии, концентрационная диффузия и эффекты увлечения тяжелого элемента диффузионными потоками водорода и гелия.

Основное отличие от предыдущих расчетов [1] в МР-модели состоит (как было отмечено еще в работе [5]) в более точном учете термодиффузии. Вклад термодиффузии увеличивается примерно на 30% по сравнению с МР-моделью. Это довольно существенно (учитывая то, что термодиффузионный вклад составляет 30–50% от основного, бародиффузионного вклада, [1]), однако следует иметь в виду, что численные коэффициенты, входящие в уравнение (9) для тепловых потоков, сильно зависят от принятой модели для экранированного кулоновского потенциала. Уточнение модели потенциала может вести к изменению результата в отношении термодиффузии на величину такого же порядка. Отметим также, что, в отличие от МР-модели, в настоящих расчетах вклад термодиффузии зависит от заряда элементов через коэффициент столкновений  $K_{st}$ .

Основное значение используемой схемы расчетов (помимо уточнения термодиффузии и перекрестных диффузионных членов) состоит в том, что данный подход позволяет относительно просто учесть влияние внешних сил, действующих в системе. В книге Бюргера в качестве таких сил используется магнитное поле (опускаемое в расчетах солнечных моделей). В нашей статье мы включили в расчетную схему эффект взаимодействия с полем излучения, известный как фотолевитация. С точки зрения техники расчетов, включение такого эффекта достаточно просто (не считая трудностей оценки

доли поглощения на каждый компонент). Мы полагаем, что некоторая внешняя радиальная сила, аналогичная силе тяжести (направленная в противоположную сторону) меняет общее ускорение, действующее на данный компонент. Соответствующие поправки принято называть лучистыми ускорениями. Влияние фотодиффузионного эффекта рассматривается в главе 6.

Отметим также, что использование системы уравнений Бюргерса позволяет относительно просто менять принимаемые коэффициенты столкновений (правда, в приближении сферически симметричных потенциалов), которые могут вычисляться в более сложных моделях, а также обобщить расчеты на взаимодействующие смеси. Пока приложения таких обобщений для теории строения и эволюции Солнца неизвестны, однако следует отметить книгу [13] в прикладной физике плазмы.

#### 4. ЭФФЕКТ УВЛЕЧЕНИЯ ДИФфуЗИОННЫМИ ПОТОКАМИ

При рассмотрении диффузии тяжелых элементов, являющихся малой примесью на фоне основных компонентов, водорода и гелия, возникает эффект увлечения данной примеси основными диффузионными потоками. Этот эффект можно себе представить как совместное действие диффузионного осаждения примеси на фоне водорода с одной стороны, и на фоне гелия в другой. В первом случае эффект увлечения водородом будет направлен вверх, то есть скорость осаждения элемента в системе центра масс становится меньше, чем при отсутствии диффузионного потока самого водорода. Во втором случае — наоборот, гелий увлекает элемент за собой.

Численные оценки показывают, что эффект увлечения гелием сильнее, чем эффект увлечения водородом. Это можно объяснить более эффективной передачей импульса при столкновениях с гелием, так как массы тяжелых элементов ближе к гелию, чем к массе протона. Таким образом, эффект увлечения увеличивает скорость осаждения элементов. На рис. 3 представлены диффузионные потоки осаждения железа с выделением эффектов увлечения (штриховая линия), термо- и бародиффузии отдельно.

#### 5. ВЛИЯНИЕ ЧАСТИЧНОЙ ИОНИЗАЦИИ НА СКОРОСТЬ ДИФфуЗИИ

Проблема учета частичной ионизации при вычислении скорости диффузии в общем случае весьма сложна. В главе 2 перечислены возможные механизмы взаимовлияния

процессов ионизации и диффузии. В наших расчетах мы ограничились лишь главным механизмом, связанным с тем, что частично ионизованный ион имеет атомную массу  $A_i$ , однако его заряд  $z_i$  может и не быть равен атомному номеру  $i$ .

Для вычисления среднего заряда иона в состоянии частичной ионизации использовались распределения по ионным состояниям, вычисленные как дополнения к таблицам уравнения состояния SAHA-S ([7]). В результате, в любой точке, принадлежащей плоскости  $T - \rho$ , в области, покрываемой уравнением состояния, нам известны распределения концентраций ионов тех элементов, которые учитывались в расчетах уравнения состояния. Такими элементами являются (помимо водорода и гелия) C, N, O, Ne, Si, Fe, для которых были выполнены наши оценки скорости диффузии. В расчетах использовался только средний заряд для данного иона  $\bar{z}_i(r)$ .

В использованной схеме расчетов заряд иона встречается в двух местах. Во-первых, в выражении для силы со стороны электрического поля  $E$ , которая пропорциональна заряду иона. Действие этой силы вполне аналогично силе тяжести, а с учетом условий сохранения массы и заряда можно показать, что эта сила (для диффузии тяжелых ионов на фоне легких) действует в противоположную сторону. Таким образом, данная сила замедляет осаждение тяжелых элементов, а с уменьшением заряда она становится меньше, то есть осаждение ускоряется. Во-вторых, заряд входит в сечение столкновений иона, которое пропорционально квадрату заряда  $z_i^2$ . Поскольку коэффициент сопротивления  $K_{st}$  с уменьшением заряда становится меньше, то осаждение элементов ускоряется. Отметим, что несмотря на более сильную зависимость от заряда, влияние коэффициента сопротивления на скорость осаждения не столь значительно, как первого эффекта наведенного электрического поля. Ясно, что как бы ни менялся заряд, длина свободного пробега все равно останется конечной, то есть частица будет испытывать столкновения и терять импульс, направленный вниз.

В работе [5] учитывалось отличие ионных состояний от полной ионизации, в частности, для железа. Однако при этом заряд иона принимался постоянным по радиусу, и равным примерно заряду ионов железа в центре Солнца. Мы использовали средний заряд иона, вычисленный в каждой точке в соответствии с данными расширенного уравнения состояния и температурами и плотностями, взятыми из модели современного Солнца ([2]).

Результаты показаны на рис. 4, где диффузионные скорости для железа и кислорода

показаны как функции радиуса модели Солнца. Для кислорода эта поправка не велика, что связано с тем, что кислород почти достигает полной ионизации (точнее, состояния со средним зарядом, близким к 6) уже в конвективной зоне. В более глубоких слоях его заряд почти не меняется, то есть общее отличие от предположения о полной ионизации незначительно. Для железа этот эффект значительно более выражен. Заряд железа у дна конвективной зоны около 14, а в центре этот заряд приближается к 21, то есть отличается от 26. Кроме того, в любых слоях в недрах Солнца существует градиент заряда ионов железа, то есть степень ионизации растет с температурой (см. главу 2).

В результате, эффект неполной ионизации для железа в отношении скорости диффузии имеет относительный характер — разница в скоростях больше там, где максимальны сами скорости. Как обсуждалось в [1], сама диффузионная скорость определяется бародиффузией и, тем самым, профилем ускорения силы тяжести в модели. Что неплохо согласуется с полученными оценками для железа. Для получения изменения содержания элемента мы должны воспользоваться уравнением неразрывности для данного компонента. Влияние учета частичной ионизации на скорость осаждения элементов из конвективной зоны рассмотрено в главе 7.

## 6. ВЛИЯНИЕ ПОТОКА ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДИФФУЗИОННОЕ ОСАЖДЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ

Прежде чем рассмотреть результаты расчетов скорости диффузии с учетом взаимодействия с полем излучения, рассмотрим физическую модель данного процесса. В недрах звезды вещество находится в поле излучения, переносящем поток энергии из недр к поверхности. В то же время, в любой точке предполагается выполнение ЛТР, что означает взаимодействие поля излучения и частиц вещества и одинаковую температуру излучения и вещества. Воздействие такого потока излучения на процессы переноса в газе вполне аналогично эффекту термодиффузии. При классической термодиффузии поток тепла, переносимый молекулярной теплопроводностью, влияет на скорость переноса импульса в диффузионных потоках. Наиболее наглядно это выражается в уравнениях линейной неравновесной термодинамики, когда, следуя [4], можно записать поток тепла в виде

$$J_q = -\kappa \nabla T - L_{q1} A(n_i, \mu_i) \nabla n_1 \quad (10)$$



(мы опускаем полное выражение для  $A$ ). А для потока вещества тогда справедливо

$$J_1 = -\frac{L_{1q}}{T^2} \nabla T - D_{11} \nabla n_1, \quad (11)$$

причем  $L_{q1} = L_{1q}$  как выражение принципа взаимности Онзагера. В нашем случае также логично предположить, что в выражении для диффузионной скорости должен присутствовать член, связанный с потоком тепла, переносимым излучением. Наиболее просто обстоит дело с общим воздействием потока излучения на массу вещества в целом. Для того, чтобы оценить такой эффект фотолевитации, достаточно расписать уравнение гидростатического равновесия в виде

$$\nabla P_{gas} + \nabla P_{rad} = \vec{g} \rho. \quad (12)$$

Слагаемое в левой части  $\nabla P_{rad}$  описывает «подъемную силу» со стороны излучения, действующую на элемент вещества. Отметим, что равновесная модель строится на основании полного давления, и данный эффект уже оказывается учтенным при построении модели.

Ясно, что подобный эффект возникает из-за разницы температур излучения на границах рассматриваемого объема, то есть из-за градиента температуры. Так же ясно, что сила фотолевитации не зависит от непрозрачности (при выполнении ЛТР), а определяется градиентом температуры. Наконец, поправка на наличие поля излучения может быть выражена как поправка к величине ускорения силы тяжести и поэтому называется лучистым ускорением.

В нашем случае необходимо знать соответствующие лучистые ускорения по отношению к отдельному компоненту смеси  $g_s^{rad}$ . Вычисление лучистых ускорений эквивалентно вычислению парциального коэффициента непрозрачности  $\kappa_s/\kappa$ , то есть доли энергии, поглощенной веществом благодаря взаимодействию фотонов с конкретным сортом иона. Мы использовали результаты [14], откуда коэффициенты лучистого ускорения были взяты. Сила, действующая на весь элемент, определяется градиентом лучистого давления  $\nabla P_{rad}$ , а ее часть, действующая на один компонент, равна  $(\kappa_s/\kappa) \nabla P_{rad}$ . В уравнении для импульса (6) мы используем коррекцию к ускорению силы тяжести, и лучистое ускорение оказывается умноженным на  $\rho/\rho_s$ . При суммировании уравнений (6) по всем типам частиц, общий эффект в уравнении гидростатического равновесия оказывается равным градиенту лучистого давления.

В нашей работе мы рассматриваем этот эффект только для тяжелых элементов. Отметим также, что в конвективной зоне упомянутый эффект должен вычисляться с учетом доли лучистого переноса в общем потоке энергии, то есть он пропорционален величине  $F_{rad}/F_{tot} = \nabla/\nabla_{rad}$  (здесь  $\nabla$  означает логарифмический градиент температуры по давлению), которая меньше единицы, иногда очень значительно (например, во внешних частях конвективной зоны). Другим упрощением является игнорирование теплового потока, переносимого диффузией в процессе поглощения потока лучистой энергии. Этот эффект вполне аналогичен молекулярной теплопроводности в классической термодиффузии и выражается в уравнениях (6) и (9) в виде членов  $r_i$ . Хотя, скорее всего, для рассматриваемого случая малых примесей такой эффект мал, однако он мог бы оказать влияние на корректную оценку скорости термодиффузии. На рис. 5 приведены отношения лучистых ускорений к ускорению силы тяжести для железа и кислорода вдоль данных по модели Солнца. Тот факт, что лучистое ускорение для железа почти на порядок больше, чем для кислорода, отражает отношение содержаний компонентов, хотя вклад частично ионизованного железа в общую непрозрачность также больше, чем для кислорода. С понижением температуры влияние лучистой подъемной силы растет, поскольку растет вклад поглощения в линиях. Однако ясно, что общий эффект поглощения не слишком значителен и ограничивается десятью процентами по отношению к ускорению силы тяжести для железа, например. Это значит, что скорость осаждения железа будет на  $\leq 10\%$  меньше, чем без учета такого эффекта.

## 7. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В настоящей работе были выполнены уточненные расчеты скорости осаждения тяжелых элементов в недрах Солнца на протяжении его эволюции. В предыдущей работе [1] мы использовали МР-модель, в которой дополнительные эффекты (термодиффузии, эффектов увлечения диффузионными потоками водорода и гелия) последовательно добавлялись к основному решению для бародиффузионного осаждения элементов. Основное уточнение в настоящей статье состояло в переходе к решению системы уравнений Бюргерса, которая одновременно учитывает все перечисленные эффекты и позволяет добавлять новые. Такая модель впервые предложена в [5]. По сравнению с расчетами [5], мы добавили переменный заряд для отдельных ионов, а также учли эффект

взаимодействия с потоком излучения. Основным эффектом перехода от МР-модели к решению уравнений Бюргерса состоит в более точном учете эффекта термодиффузии. Следуя терминологии Каулинга и Чепмена [11], можно сказать, что выражение для коэффициента диффузии получается в этом случае (в нашей схеме расчетов) во втором приближении. Кроме того, оценка собственно термодиффузии оказывается точнее, чем в МР-модели.

Главное преимущество используемой схемы расчетов состоит в возможности исследования влияния новых эффектов. В работе [1] было получено, что осаждение тяжелых элементов происходит приблизительно одинаковыми темпами, хотя тем быстрее, чем больше отношение  $A_i/Z_i$  (при равных отношениях скорость осаждения падает с ростом заряда). В данной работе основной новый эффект состоит в том, что в каждой точке модели вычисляется средний заряд иона. Наши расчеты показали, что даже для элементов С, N, O, ионизация которых близка к полной, учет заряда ведет к изменению диффузионной скорости, хотя и на небольшую величину. Несколько неожиданным результатом является то, что для частично ионизованных компонентов (Fe и Si) изменение скорости осаждения хотя и больше, чем для ионизованных, но не в той степени, в которой изменяется  $\delta Z = Z_i - \bar{z}_i$ . То есть для железа  $\delta Z \approx 5$ , а для углерода  $\delta Z \approx 0.1$ , тогда как изменения скорости осаждения отличаются не более, чем в десять раз. В любом случае, учет неполной ионизации элемента ускоряет его осаждение к центру. Поскольку теперь появилась новая зависимость скорости осаждения от  $\delta Z$ , которая сама по себе растет с ростом атомного номера элемента, то скорость осаждения для тяжелых элементов растет с атомным номером, причем этот рост вполне заметный.

Для иллюстрации данного вывода мы представили скорости осаждения для всех исследованных элементов из конвективной зоны (рис. 6) и добавление содержания в центре (рис. 7) за время эволюции Солнца в различных приближениях. Методика расчета величины осаждения из конвективной зоны  $\Delta Z_{CZ}^i$  и вообще эволюции профиля химического состава по известной скорости диффузии подробно описана в [1]. Все представленные величины рассчитаны с новой схемой, однако квадраты соответствуют приближению полной ионизации, а кружки — учету частичной ионизации каждого элемента. Таким образом, зависимость от атомного номера изменилась.

Другим исследованным эффектом является эффект фотолевитации, или взаимодействия с потоком излучения. Этот эффект уменьшает эффект бародиффузионного оса-

ждения тяжелых элементов, и особенно значителен для частично ионизованных элементов. Нам удалось выделить два момента, не отмеченных в других исследованиях. Эффект фотолевитации вычисляется на основании лучистого потока энергии. Это значит, что в центральных областях Солнца должна учитываться зависимость текущей светимости  $L_r$  от радиуса, при том, что светимость здесь  $L_r < L_\odot$ , а в конвективной зоне — тот факт, что лучистый поток существенно меньше полного. Эффект фотолевитации оказался не очень значительным. Максимален он для железа, и может привести к уменьшению эффективного ускорения свободного падения почти на 10%. Для остальных элементов он еще меньше. Существовали предположения, что фотоэффект может оказаться очень сильным в конвективной зоне, приводя к полной «компенсации» силы тяжести для отдельных компонентов. Однако в наших расчетах, с учетом доли энергии, переносимой конвекцией, ничего подобного не обнаруживается.

В заключение отметим, что общий вывод об относительной стабильности содержания тяжелых элементов в ходе эволюции Солнца, сделанный еще в [1], остается справедливым с учетом перечисленных поправок. Относительная доля осаждения тяжелых элементов в конвективной зоне не превышает нескольких процентов, то есть пренебрежимо мала по сравнению с возможной ошибкой их содержания. Поскольку в процессе вычисления модели на содержание тяжелых элементов не накладываются модельных или эволюционных ограничений, то изменения в таких пределах могут быть отнесены как к начальному, так и к современному содержанию, без принципиальных изменений в структуре моделей. Единственное модельное ограничение на содержание тяжелых элементов связано с точным значением непрозрачности у основания конвективной зоны и положением границы конвекции в современном Солнце. Однако построение полной модели с непрозрачностями, зависящими от содержания каждого тяжелого элемента, пока не представляется возможным. Полученные нами поправки на относительное содержание тяжелых компонентов не противоречат основным параметрам стандартной солнечной модели.

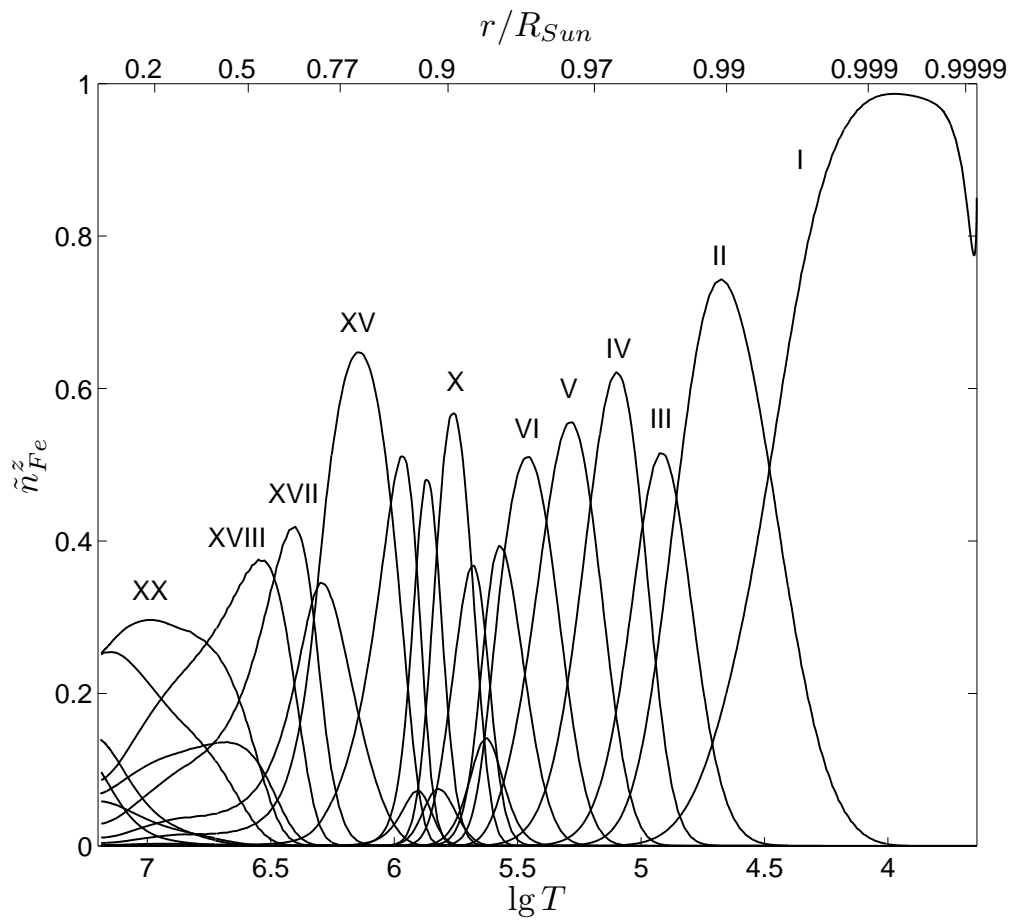
Авторы благодарят авторов уравнения состояния SAHA-S — Грязнова В.К., Старостина А.Н., Иосилиевского И.Л., за предоставленные дополнительные данные об ионных распределениях. Авторы благодарят С.В. Аюкова за предоставленные данные по модели современного Солнца. Работа выполнена в рамках проекта Российского Фонда Фундаментальных Исследований, номер 05-02-17302а.

- 
1. В. А. Батурич, А. Б. Горшков, С. В. Аюков, *Астрон. журн.* **83**, 1115 (2006).
  2. S. V. Ayukov, V. A. Baturin, V. K. Gryaznov et al., in: *Equation of State and Phase-Transition in Models of Ordinary Astrophysical Matter*, AIP Conf. Proc. **731**, New York, 178 (2004).
  3. G. Michaud and C. R. Proffitt, in: *Inside the stars*, IAU Coll. 137, eds. W. W. Weiss, A. Baglin, ASP Conf. Ser. **40**, (San Francisco: ASP, 1993), p. 246.
  4. И. Пригожин, Д. Кондепуди, *Современная термодинамика. От тепловых двигателей до диссипативных структур* (М.: Мир, 2002).
  5. A. A. Thoul, J. N. Bahcall, and A. Loeb, *Astrophys. J.* **421**, 828 (1994).
  6. H. Schlattl, *Astron. and Astrophys.* **395**, 85 (2002).
  7. V. K. Gryaznov, S. V. Ayukov, V. A. Baturin et al., in: *Equation of State and Phase-Transition in Models of Ordinary Astrophysical Matter*, AIP Conf. Proc. **731**, New York, 147 (2004).
  8. С. В. Аюков, В. А. Батурич, В. К. Грязнов и др., *Письма в ЖЭТФ* **80**, 141 (2004).
  9. J. M. Burgers, *Flow equations for composite gases* (New York: Academic, 1969).
  10. Д. А. Франк-Каменецкий, *Диффузия и теплопередача в химической кинетике* (М.: Наука, 1987).
  11. С. Чепмен, Т. Каулинг, *Математическая теория неоднородных газов* (М.: ИЛ, 1960).
  12. J. N. Bahcall, and A. Loeb, *Astrophys. J.* **360**, 267 (1990).
  13. Б. В. Алексеев, И. Т. Грушин, *Процессы переноса в реагирующих газах и плазме* (М.: Энергоатомиздат, 1994).
  14. M. J. Seaton, Yu Yan, D. Mihalas, A. K. Pradhan, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **266**, 805 (1994).

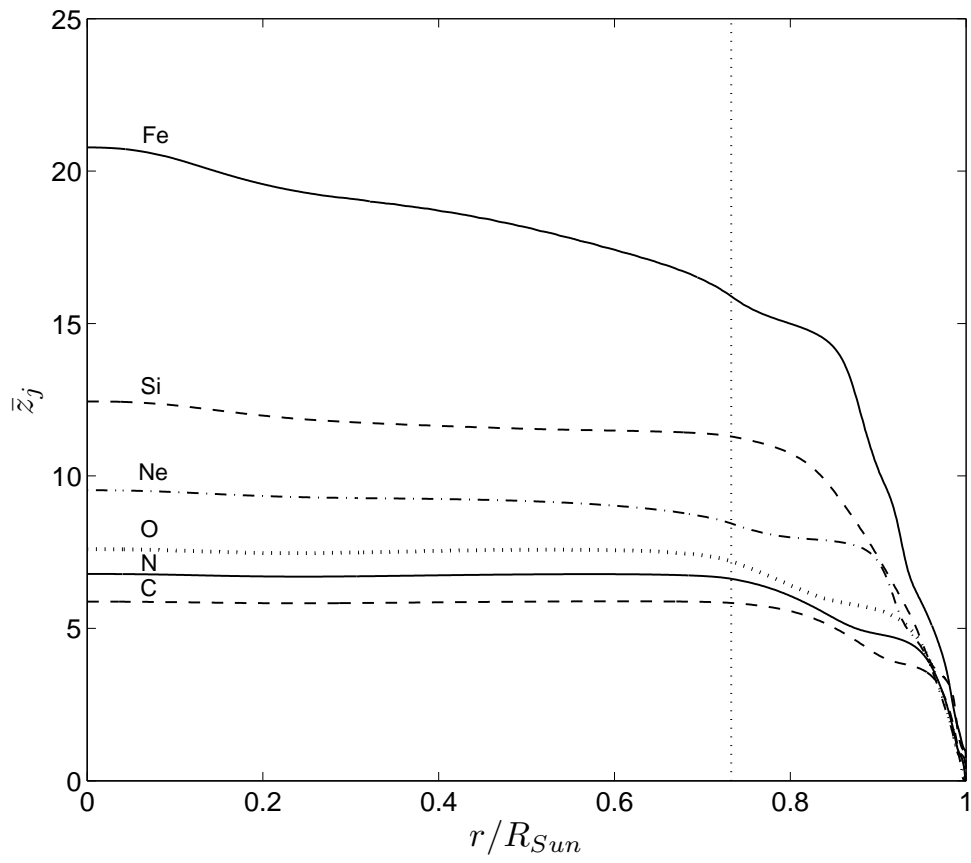
# DIFFUSIONAL SETTling OF THE HEAVY ELEMENTS IN THE SOLAR INTERIOR

**A.B. Gorshkov, V.A. Baturin**

Diffusional settling of the elements heavier than helium in a solar interior conditions is considered in frame of multi-component hydrodynamic description. Multi-component description allows taking into account the thermodiffusion throughout, and incorporates the correction due to partial ionization of the element with a mean charge of the elements. The interaction between elements and field of radiation affects the velocity of the diffusional settling. It is shown, that accounting of partial ionization in the radiative zone remarkably increases settling velocity of elements heavier than neon, and iron specifically. Interaction with radiation field leads to inverse effect in respect to barodiffusion, especially for partially ionized heavy ions. The description may be utilized for studying of the effects of next order, and obtained chemical composition profiles — for construction of the precise solar model.



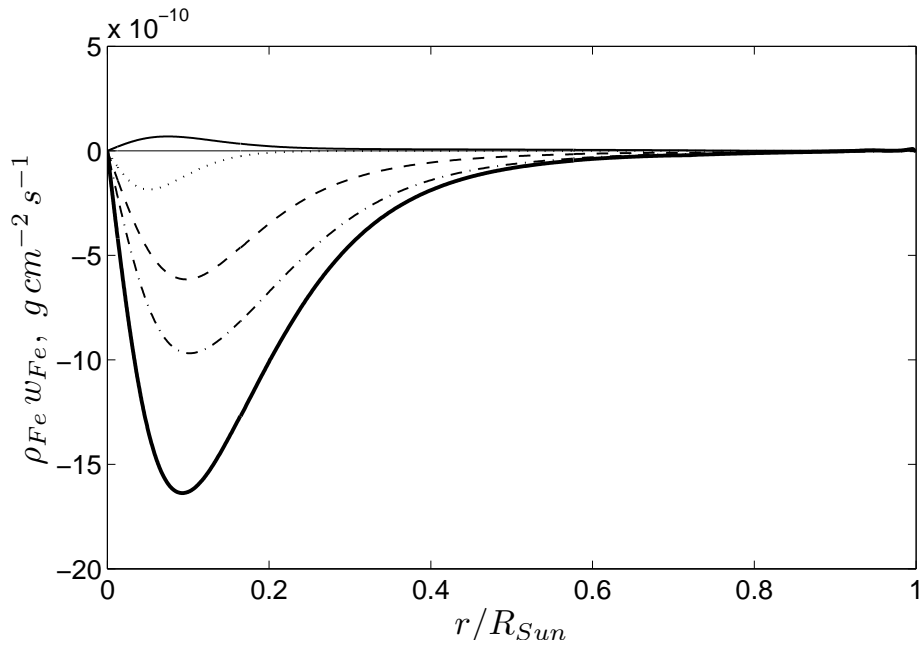
**Рис. 1.** Распределение относительных концентраций  $\tilde{n}_j^z$  ионов железа ( $j = 26$ ) в используемой модели современного Солнца. По нижней оси отложен десятичный логарифм температуры, по верхней – радиус в единицах радиуса Солнца. Римскими цифрами обозначена степень ионизации (заряд  $z$ ) ионов.



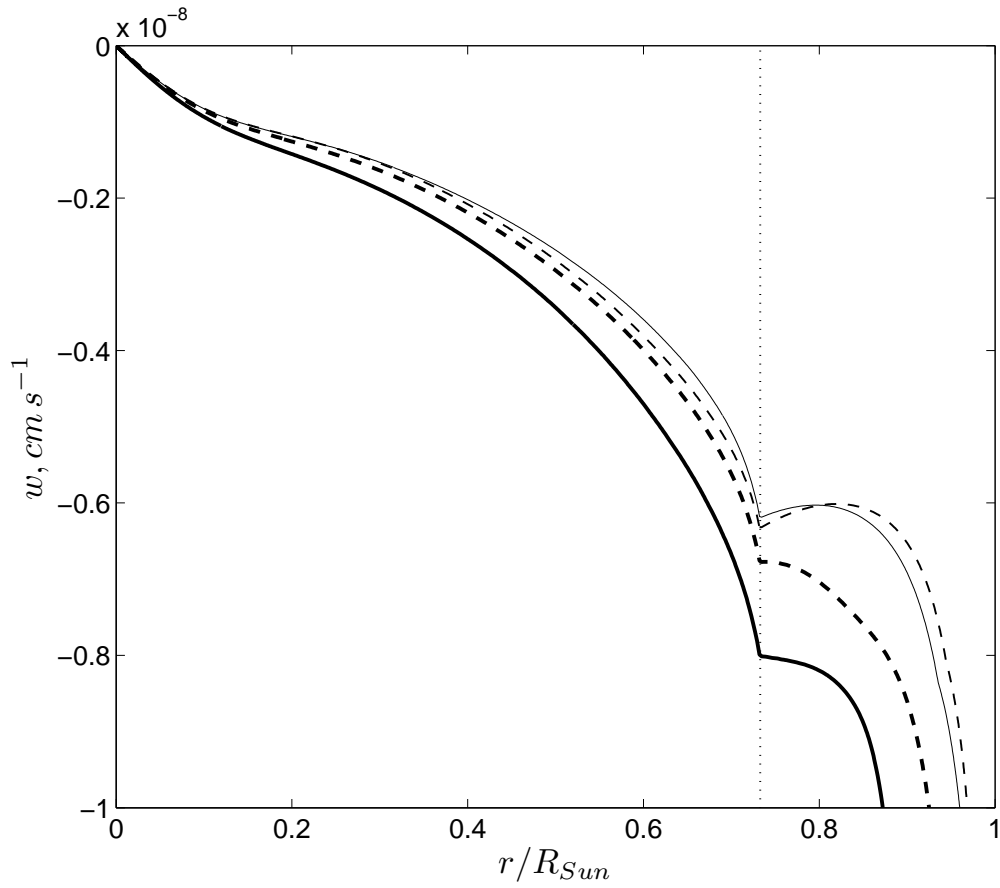
**Рис. 2.** Распределение среднего заряда элементов по радиусу в модели современного Солнца.

Вертикальная пунктирная линия обозначает границу конвективной зоны.

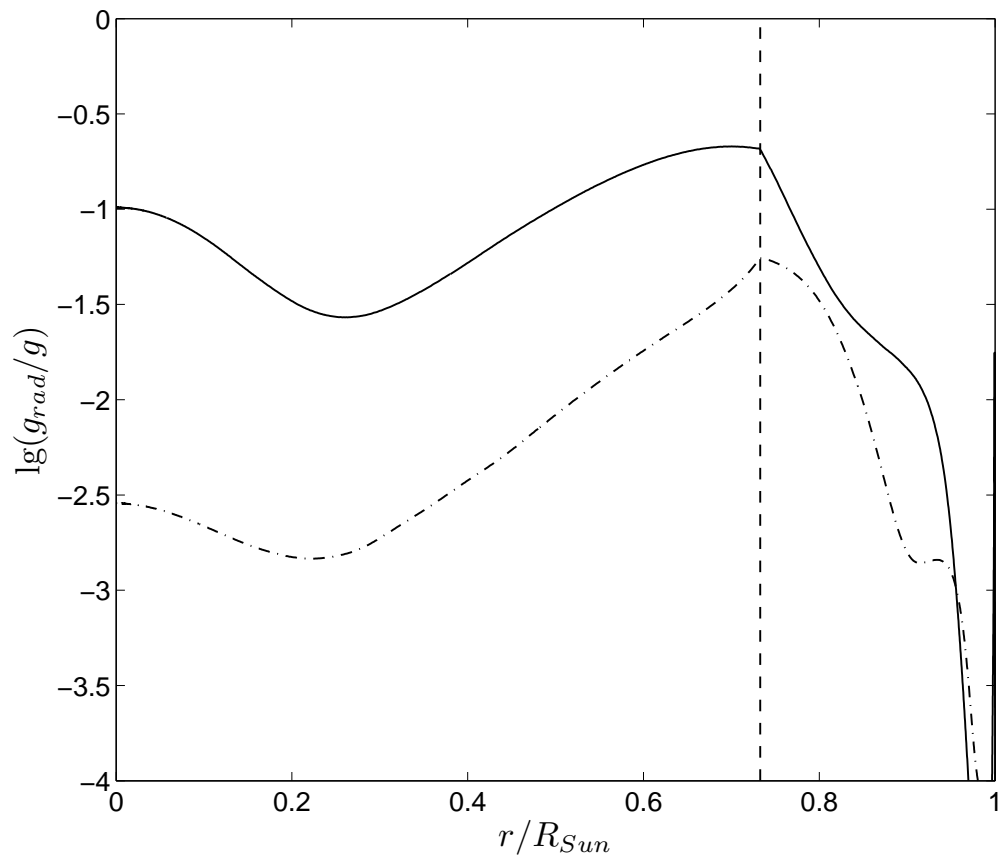




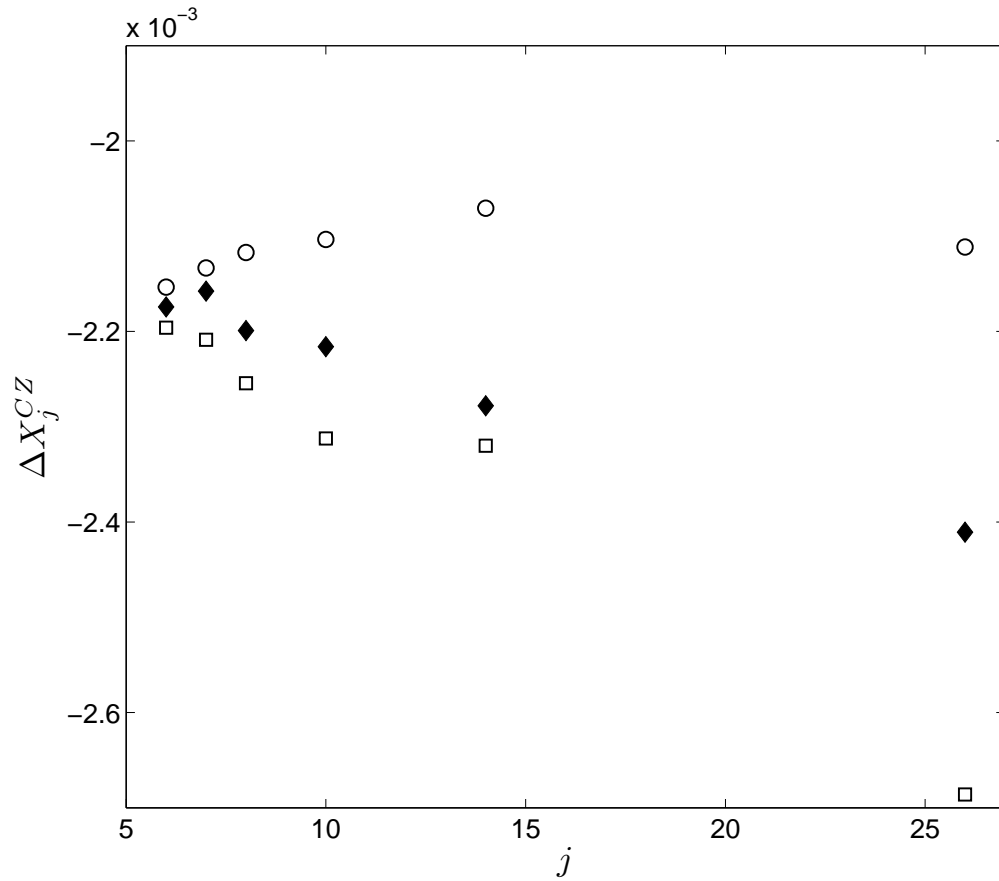
**Рис. 3.** Вклад различных факторов в диффузионный поток железа  $\rho_{Fe} w_{Fe}$  (сплошная толстая линия) вдоль радиуса в модели современного Солнца. Показана доля баро- и термодиффузионного члена (штрих-пунктирная и штриховая линии соответственно), а также вклад членов перекрестного увлечения потоками водорода и гелия (пунктир) и фотодиффузии (тонкая сплошная линия). Начальное содержание железа принималось равным  $X_{Fe} = 0.02$ .



**Рис. 4.** Диффузионная скорость  $w$  для кислорода и железа (пунктир и сплошная линия соответственно) при учете (тонкие линии) и без учета (толстые линии) частичной ионизации элементов. Вертикальная пунктирная линия обозначает границу конвективной зоны.



**Рис. 5.** Отношение лучистого ускорения к ускорению свободного падения в модели современного Солнца на примере железа (сплошная линия) и кислорода (штрих-пунктирная линия). Штриховой линией обозначена граница конвективной зоны.



**Рис. 6.** Изменение массовой доли тяжелых элементов C, N, O, Ne, Si и Fe в конвективной зоне

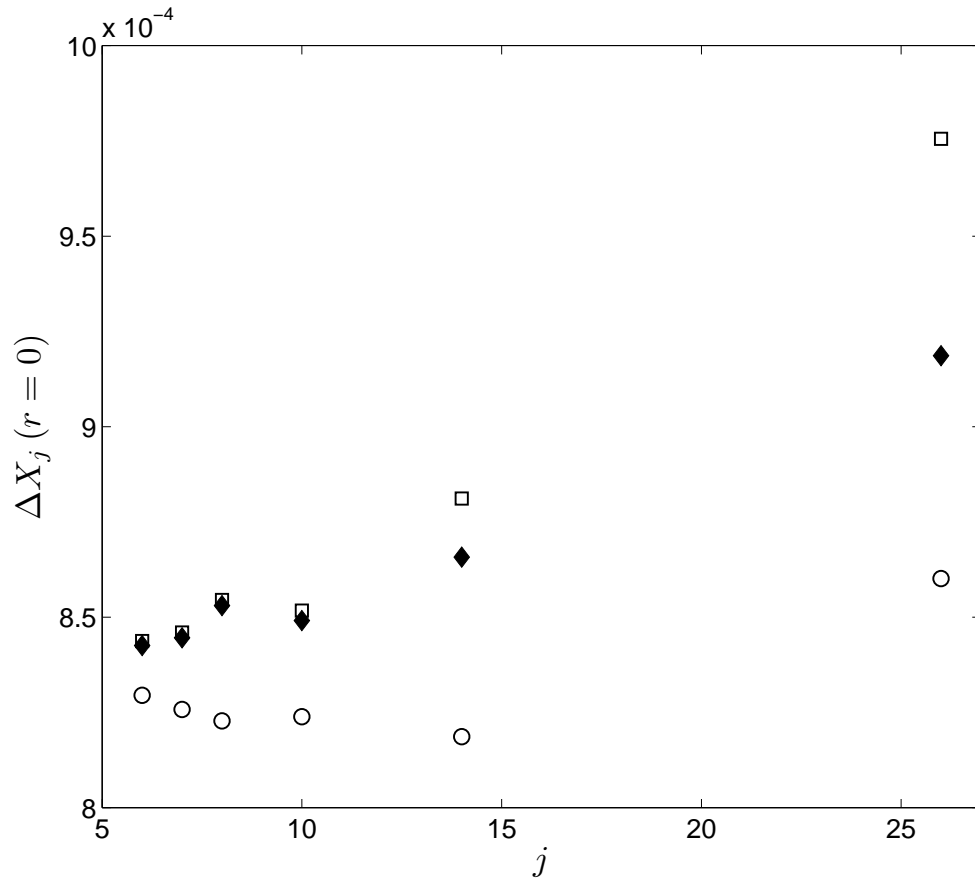
$\Delta X_j^{CZ}$  за время эволюции Солнца. По оси абсцисс отложен порядковый номер элементов.

Кружки соответствуют величинам  $\Delta X_j^{CZ}$ , рассчитанным при  $z = j$  и без учета фотодиффузии,

квадратики — величинам, рассчитанным при  $z = \bar{z}_j(r)$  и без учета фотодиффузии, ромбики —

величинам, рассчитанным при  $z = \bar{z}_j(r)$  и с учетом фотодиффузии. Начальное содержание

каждого элемента полагалось равным 0.02.



**Рис. 7.** Изменение массовой доли тяжелых элементов C, N, O, Ne, Si, Fe в центре Солнца  $\Delta X_j(r=0)$  за время эволюции Солнца. По оси абсцисс отложен порядковый номер элементов.

Кружки соответствуют величинам  $\Delta X_j(r=0)$ , рассчитанным при  $z=j$  и без учета

фотодиффузии, квадратики — величинам, рассчитанным при  $z=\bar{z}_j(r)$  и без учета

фотодиффузии, ромбики — величинам, рассчитанным при  $z=\bar{z}_j(r)$  и с учетом фотодиффузии.

Начальное содержание каждого элемента полагалось равным 0.02.