

УДК 523.9

Н. Г. Щукина, А. В. СухоруковГлавная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
ул. Академика Заболотного 27, Киев, 03680**НЛТР-формирование солнечного спектра кремния.
Содержание кремния в трехмерной гидродинамической
модели атмосферы Солнца**

Исследовано НЛТР-образование солнечного спектра нейтрального кремния в трехмерной (3D) гидродинамической модели атмосферы с использованием реалистичной модели атома. Показано, что в межгранулах совместное действие дефицита функции источника и избытка непрозрачности, вызванного перенаселенностью нижних уровней линий Si I, ведет к заметно большему увеличению их центральной глубины D и эквивалентной ширины W , чем в гранулах. Выполнено определение содержания кремния A_W и A_D в данной 3D-модели путем подгонки к наблюдаемым эквивалентным ширинам W и центральным глубинам D 65 линий Si I. Показано, что суммарная ошибка определения содержания, вызванная пренебрежением НЛТР- и 3D-эффектами, а также погрешностями ван-дер-ваальсовской постоянной затухания δ , составляет -0.1 dex. Применение для расчета δ полуклассической теории Ансти, Барклема и О'Мары дает хорошее согласие между значениями A_W и A_D , при этом средняя разность $A_W - A_D$ не превышает 0.01 dex как при НЛТР, так и при ЛТР. В случае использования для этих целей приближения Унзольда с поправочным множителем $E = 1.5$ добиться согласия между значениями содержания A_W и A_D не удастся. Выполнен анализ «солнечной» шкалы сил осцилляторов Гуртовенко и Костыка и экспериментальных шкал сил осцилляторов Гарц и Беккера и др. Показано, что «солнечные» силы осцилляторов $lggf_W$ дают минимальный тренд с эквивалентной шириной НЛТР-значений содержания A_W , A_D и их разности $A_W - A_D$, а также минимальную среднюю квадратичную ошибку этих величин. НЛТР-содержание кремния в трехмерной гидродинамической модели атмосферы Солнца, полученное на основе «солнечной» шкалы сил ос-

цилляторов Гуртовенко и Костыка, равно $A_W^{\text{НЛТР}} = 7.549 \pm 0.016$. Это значение хорошо согласуется с рекомендованным Гревесом и Саувалом содержанием кремния в хондритных метеоритах CI.

НЛТР-УТВОРЕННЯ СОНЯЧНОГО СПЕКТРУ КРЕМНІЮ. ВМІСТ КРЕМНІЮ У ТРИВИМІРНІЙ МОДЕЛІ АТМОСФЕРИ СОНЦЯ, Щукина Н. Г., Сухоруков А. В. — Досліджено НЛТР-утворення сонячного спектру нейтрального кремнію у тривимірній (3D) гідродинамічній моделі атмосфери з використанням реалістичної моделі атома. Показано, що у міжгранулах спільна дія дефіциту функції джерела та надлишку непрозорості, викликаному перенаселеністю нижніх рівнів Si I, призводить до помітно більшого збільшення їхньої центральної глибини D та еквівалентної ширини W , ніж в гранулах. Визначено вміст кремнію A_W та A_D в даній 3D-моделі шляхом підгонки до спостережуваних еквівалентних ширин W та центральних глибин D 65 ліній Si I. Показано, що сумарна похибка визначення вмісту, викликана нехтуванням НЛТР- та 3D-ефектами, а також похибками ван-дер-ваальсівської сталої затухання ϵ , складає -0.1 dex. Застосування для розрахунків ϵ напівкласичної теорії Ансті, Барклема та О'Мари дає хороше узгодження між значеннями A_W і A_D , при цьому середня різниця $A_W - A_D$ не перевищує 0.01 dex як при НЛТР, так і при ЛТР. У випадку застосування для цих цілей наближення Унзольда з поправковим множителем $E = 1.5$ значення A_W та A_D узгодити неможливо. Виконано аналіз «сонячної» шкали сил осциляторів Гуртовенко і Костика та експериментальних шкал сил осциляторів Гарц та Беккера та ін. Показано, що «сонячні» сили осциляторів $\lg gf_W$ дають мінімальний тренд по еквівалентній ширині НЛТР-значень вмісту A_W , A_D та їхній різниці $A_W - A_D$, а також мінімальну середню квадратичну похибку цих величин. НЛТР вміст кремнію у тривимірній гідродинамічній моделі атмосфери Сонця, отриманий на основі «сонячної» шкали сил осциляторів Гуртовенко та Костика, дорівнює $A_W^{\text{НЛТР}} = 7.549 \pm 0.016$. Ця значення добре узгоджується з рекомендованим Гревесом та Саувалом вмістом кремнію у хондритних метеоритах CI.

NLTE FORMATION OF THE SILICON SPECTRUM: SILICON ABUNDANCE IN THREE-DIMENSIONAL MODEL OF THE SOLAR ATMOSPHERE, by Shchukina N. G., Sukhorukov A. V. — We investigated the NLTE formation of the silicon spectrum in a three-dimensional (3D) hydrodynamical snapshot of the solar atmosphere using realistic atomic model. It is shown that the joint action of line source function deficits and line opacity excesses caused by the overpopulation of the lower levels of Si I lines produces more pronounced effects on line central depths and equivalent widths in intergranular regions than in granular ones. We fitted the silicon abundances A_W and A_D from the equivalent widths W and central depths D of 65 Si I lines using the 3D snapshot. The total silicon abundance

error caused by the neglect of NLTE and 3D effects and by uncertainties in the van der Waals broadening constant ϵ is shown to be -0.1 dex. Employing the semi-classical theory of Anstee, Barklem and O'Mara to calculate ϵ , we get good agreement between A_W and A_D values. The average difference $A_W - A_D$ does not exceed 0.01 dex both for NLTE and LTE. The abundances A_W appear to be in disagreement with A_D values when Unsöld's approximation for the calculation of ϵ is applied. We analysed the "solar" oscillator strength scale of Gurtovenko and Kostik and experimental oscillator strength scales of Garz and Becker et al. The "solar" oscillator strengths $\lg gf_W$ are shown to minimize the trends with line strength in the derived individual abundances A_W and A_D as well as their differences $A_W - A_D$ and standard deviations. Using the 3D snapshot, "solar" oscillator strengths and ABO theory, we obtained that silicon NLTE-abundance equals 7.549 ± 0.016 . This value is in good agreement with the CI chondrite meteoritic abundance recommended by Grevesse and Sauval.

ВВЕДЕНИЕ

Обзор литературы, выполненный нами в работе [3], показывает, что в настоящее время сложились благоприятные условия для определения солнечного содержания кремния на качественно новом уровне. Во-первых, современная теория переноса излучения позволяет выполнять интерпретацию спектральных наблюдений линий кремния с привлечением реалистичных моделей атомов, содержащих большое количество энергетических уровней и радиативных переходов (см. [4]). Во-вторых, численное моделирование конвекции привело к созданию реалистичных трехмерных (3D) гидродинамических (ГД) моделей солнечной грануляции [11, 12]. Наличие таких 3D-моделей позволило Асплунду и его коллегам [7—10] выполнить определение ЛТР-содержания ряда химических элементов с учетом неоднородной структуры атмосферы Солнца (или иными словами, с учетом 3D-эффектов). Найденное Асплундом [7] содержание кремния составило $A^{\text{ЛТР}} = 7.51 \pm 0.04$. Данное значение на 0.04 dex меньше рекомендованного ранее Андерсом и Гревесом [6] и Гревесом и Саувалом [25] солнечного и метеоритного содержания. Асплунд и др. предложили понизить метеоритное содержание кремния до $A_{\text{Si}}(\text{meteor}) = 7.51 \pm 0.02$, исходя из предположения, что солнечное и метеоритное содержание этого элемента должны совпадать. Поскольку кремний является репером при определении содержания других химических элементов, такой подход влечет за собой сдвиг всей метеоритной шкалы содержания элементов на 0.04 dex вниз [9]. Аналогичный сдвиг солнечной шкалы, получаемый при ЛТР-моделировании профилей химических элементов в трехмерных гидродинамических моделях [8—10], приводит к хорошему согласию с новой метеоритной шкалой. Следствием такого сдвига оказывается уменьшение оценок суммарного содержания металлов в два раза и уменьшение оценки металличности Солн-

ца с $Z/X = 0.0275$ [6] до 0.0165 [9] или до 0.0181 [10]. Это новое значение металличности соответствует аномально низкой величине скорости звука на Солнце, что противоречит данным гелиосейсмологии [14, 17].

Одной из причин низкого содержания кремния, полученного Асплундом и др., может быть пренебрежение НЛТР-эффектами при рассмотрении ими образования линий кремния в 3D-модели. В 2001 г. Н. Г. Шукина и Трухильо Буэно в работе [33], посвященной определению НЛТР-содержания железа в трехмерной ГД-модели Асплунда и др. [11, 12], высказали предположение, что при учете НЛТР-поправок необходимость в ревизии метеоритного содержания кремния должна отпасть. К сожалению, данное предположение не подтверждено на сегодняшний день никакими численными оценками.

Цель настоящей работы — получить оценки содержания кремния на Солнце с учетом совместного действия НЛТР- и 3D-эффектов. Эта работа является продолжением нашего предыдущего исследования [4, 5], в котором определение солнечного ЛТР- и НЛТР-содержания кремния было выполнено для одномерных плоско-параллельных моделей HOLMUL, MACKKL и VAL,C.

МЕТОД И ВХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Метод и модель атома. Мы исследовали НЛТР-образование линий Si I в трехмерной гидродинамической модели солнечной атмосферы Асплунда и др. [9, 10], используя ту же реалистическую модель атома кремния, что и в работе [4] для одномерного случая. Основные сведения об этой модели и ее атомных параметрах приведены там же. Напомним, что модель атома кремния Si I + Si II содержит 296 уровней тонкой структуры и 4708 радиативных связанно-связанных переходов между ними, включая ридберговские уровни и переходы.

Самосогласованное решение уравнений статистического равновесия и переноса излучения было выполнено с помощью программного обеспечения NATAJA, основанного на итеративном методе прекондиционирования Ауэра и др. [13]. Расчеты проводились в приближении полного перераспределения излучения в линиях. Мы пренебрегли эффектами горизонтального переноса, иными словами, решение было получено в так называемом 1.5D-приближении. Для центра солнечного диска эти эффекты малы.

Линии Si I и силы осцилляторов, использованные при определении содержания кремния. При анализе НЛТР-эффектов и определении содержания кремния мы использовали тот же список из 65 линий Si I, что и для случая одномерных моделей Солнца [4, 5]. Без сомнения, такое большое количество линий позволяет получить существенно более значимые результаты по сравнению с предыдущими работами [7, 39], в которых число линий Si I не превышало 19.

Для выяснения чувствительности найденного содержания кремния к погрешностям сил осцилляторов $lg gf$ мы рассмотрели три случая. В первом из них расчеты проводились на основе «солнечных»

значений $\lg gf_W$, полученных Э. А. Гуртовенко и Р. И. Костыком [2] из подгонки теоретических эквивалентных ширин W линий к наблюдаемым значениям. В остальных двух случаях содержание кремния находилось на основе экспериментальной шкалы сил осцилляторов Гарц [24] и смещенной относительно нее на +0.1 dex экспериментальной шкалы Беккера и др. [18].

Отметим, что на сегодня нет однозначного мнения, какая из указанных экспериментальных шкал является наиболее точной (см. дискуссию в работах [7, 18, 24]). С одной стороны, в пользу сил осцилляторов Беккера и др. говорит использование ими считающегося более надежным метода лазерной флуоресценции. С другой стороны, результаты измерения Беккером и др. времени жизни уровня $4s^3P^0$, необходимого для определения значений $\lg gf$, отличаются на +0.1 dex не только от измерений Гарц, но и от измерений других исследователей. Что касается «солнечной» шкалы, то она основана на высокоточных спектральных наблюдениях, выполненных на монохроматорах двойной дифракции Главной астрономической обсерватории Украины и обсерватории Юнгфрауйох [20] с высоким спектральным разрешением ($R = 500000$ и 1000000 соответственно). Фюр и др. [23] считают полученную с очень высокой внутренней точностью «солнечную» шкалу сил осцилляторов Гуртовенко и Костыка [2] одной из самых надежных. Тем не менее данная шкала может страдать от систематических ошибок, вызванных пренебрежением НЛТР- и 3D-эффектами. Другим источником ошибок «солнечных» сил осцилляторов $\lg gf_W$ является применение при расчете ван-дер-ваальсовской постоянной затухания γ_6 классической теории Унзольда вместо полуклассической теории теории Ансти, Барклема и О'Мары, известной как теория АВО (см. [15, 16]). Кроме того, значения $\lg gf_W$ могут оказаться зависящими от выбора одномерной модели атмосферы и принятого содержания кремния A_{Si} . Вопрос о суммарном эффекте, создаваемом перечисленными систематическими ошибками, требует отдельного рассмотрения. Мы попытаемся получить ответ на него ниже.

Очевидно, что исследование чувствительности величины содержания кремния к погрешностям сил осцилляторов необходимо проводить с помощью одного и того списка линий Si I, для которых известны как «солнечные», так и экспериментальные значения $\lg gf$. Наш список содержит 13 линий, удовлетворяющих этому требованию (см. таблицу в нашей работе [5]): эти линии есть как в списке [2], так и в списке [24]. Кроме списка из 13 общих линий Si I, мы использовали для этих целей расширенный список из 65 линий. Его применение вполне оправданно, поскольку в нашей предыдущей работе [5] мы показали, что «солнечная» шкала сил осцилляторов $\lg gf_W$ Гуртовенко и Костыка [2] смещена на +0.073 dex относительно экспериментальной шкалы Беккера и др. [18] и на -0.026 dex относительно экспериментальной шкалы Гарц [24]. При этом разность между «солнечной» и экспериментальными шкалами сил осцилляторов практически не зависит ни от потенциала возбуждения нижнего уровня, ни от длины волны, ни от эквивалентной ширины. Обнаруженное нами свойство

шкалы Гуртовенко и Костыка [2] позволяет легко привязать «солнечные» силы осцилляторов $\lg gf_W$ всех 65 линий Si I из полного списка к экспериментальным шкалам Беккера и др. [18] и Гарц [24] путем смещения на постоянную величину.

Исходя из вышеизложенного, для определения содержания кремния по 65 линиям Si I мы использовали три шкалы сил осцилляторов: 1) оригинальная (несмещенная) «солнечная» шкала сил осцилляторов $\lg gf_W$ Гуртовенко и Костыка [2]; 2) «солнечная» смещенная шкала, привязанная к экспериментальной шкале Гарц [24] путем уменьшения значений $\lg gf_W$ на 0.026 dex; 3) «солнечная» смещенная шкала, привязанная к экспериментальной шкале Беккера и др. [18] путем увеличения значений $\lg gf_W$ на 0.073 dex.

Для проверки различия результатов, полученных со смещенными таким образом «солнечными» силами осцилляторов, и результатов, основанных на оригинальных экспериментальных данных, мы на примере списка из 13 общих линий Si I оценили погрешность содержания кремния, обусловленную использованием привязанных к шкале Беккера и др. «солнечных» сил осцилляторов $\lg gf_W$ Гуртовенко и Костыка [2] взамен экспериментальных значений $\lg gf$ Беккера и др. [18].

Коэффициент поглощения в линиях Si I и Si II описывался фойгтовским профилем. В качестве основных механизмов, вызывающих уширение линий кремния, были рассмотрены затухание излучения, квадратичный эффект Штарка и ван-дер-ваальсовское взаимодействие с атомами водорода. Для расчета уширения, обусловленного затуханием вследствие излучения, использовалась классическая постоянная затухания τ_{rad} [31]. Штарковская постоянная затухания τ_4 вычислялась по формуле Грима [26].

Для оценки влияния выбора того или иного приближения для ван-дер-ваальсовской постоянной затухания τ_6 на определение содержания кремния мы провели расчеты для двух случаев. В первом из них постоянная затухания τ_6 находилось на основании теории АВО [15, 16]. Наш список содержит 15 линий, для которых можно провести расчеты τ_6 на основании этой теории. Для оставшихся линий Si I мы применили классическую формулу Унзольда [1, 38] с множителем $E = 2.5$, при котором данная формула дает значения τ_6 , близкие к полученным с помощью теории АВО. Во втором случае все профили рассчитывались по классической формуле Унзольда с множителем $E = 1.5$, найденным из эмпирических исследований [2].

Трехмерная гидродинамическая модель солнечной атмосферы.

В нашей работе мы использовали трехмерную ГД-модель солнечной атмосферы Асплунда и др. [11, 12], рассчитанную для одного момента времени. По существу это аналог моделей грануляции Стейна и Нордлунда [35, 36], отличающийся от последних более высоким пространственным разрешением и более реалистичными уравнениями состояния. Данная модель уже продемонстрировала свою эффективность при интерпретации солнечной грануляции [12], в исследованиях по гелиосейсмологии [19, 28], при НЛТР-интерпретации спектра железа Fe I [33], Ba I [29, 32], при НЛТР-анализе спектрополяриметрических

наблюдений резонансной линии Sr I 460.7 нм [37] и излучения в солнечном континууме [34]. Отметим, что несомненным достоинством моделирования спектральных линий в 3D-моделях является уменьшение числа свободных параметров, поскольку отпадает необходимость в описании поля скоростей с помощью микро- и макротурбуленции.

Моделируемая область грануляции представляет собой прямоугольный параллелепипед размерностью 6×6 Мм в горизонтальной плоскости XY (200 \times 200 точек сетки) и высотой 3.8 Мм в вертикальном направлении Z (82 точки). При решении многоуровневой задачи переноса излучения мы использовали только верхнюю часть данного параллелепипеда высотой 1 Мм и новую сетку по Z из 121 точки. Чтобы уменьшить объем вычислений, первоначальная область моделирования была проинтерполирована в горизонтальной плоскости XY на более грубую шкалу размерности 50×50 точек. Поскольку в наших расчетах мы пренебрегаем эффектами горизонтального переноса, данную 3D-модель можно рассматривать как набор 2500 одномерных гранульных и межгранульных моделей атмосферы, каждая из которых описывает вариации с высотой физических параметров (температуры, плотности, скорости и т. п.). Мы рассматривали 1D-модель как модель «гранулы», если в ней интенсивность излучения в континууме I_C превышала усредненную по пространству величину: $I_C > \bar{I}_C$. В противном случае 1D-модель рассматривалась как «межгранула».

Из этого множества моделей мы выделили две, одна из которых представляет модель типичной «гранулы» (индексы для координат $i_X = 15, j_Y = 5$) и вторая — модель типичной «межгранулы» ($i_X = 20, j_Y = 5$). Результаты, полученные для них, мы воспроизводим как наиболее характерные на рис. 1—3. Проведенное таким образом разделение отражает реальные свойства грануляции. В частности, в глубоких слоях гранулы горячее межгранульных промежутков. Выше 200 км наблюдается инверсия температуры: области над гранулами становятся сравнительно холоднее.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Населенности уровней кремния. На рис. 1 мы приводим зависимости от высоты коэффициентов отклонения от ЛТР $n = n^{\text{НЛТР}}/n^{\text{ЛТР}}$ уровней атома Si I для случая типичной гранулы и типичной межгранулы ($n^{\text{НЛТР}}$ и $n^{\text{ЛТР}}$ населенности уровня для НЛТР- и ЛТР-случаев соответственно). Так же, как и в случае полуэмпирических одномерных моделей атмосферы Солнца, все уровни модели атома Si I в зависимости от поведения n -коэффициентов (рис. 1, а, в) можно разделить на три группы.

В первую группу входят основной уровень $3p^2 \ ^3P$, низковозбужденные ($EPL < 2$ эВ) метастабильные уровни $3p^2 \ ^1D$, $3p^2 \ ^1S$ и уровни $3p \ ^5S$, $4s \ ^3P^0$, $4s \ ^1P^0$ со значениями EPL между 4 и 5 эВ. В межгранулах (рис. 1, в) они оказываются перенаселенными практически на протяжении всей атмосферы, за исключением самых глубоких и самых

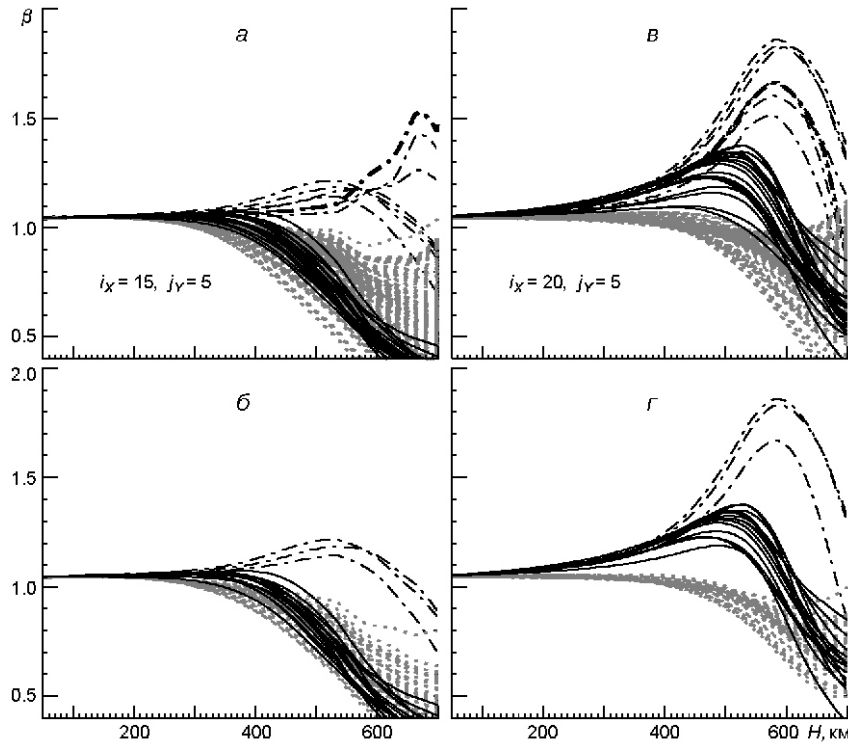


Рис. 1. Изменение с высотой коэффициентов отклонения от ЛТР для уровней кремния в трехмерной гидродинамической модели: *a, б* — для одномерной модели гранулы с координатами $i_x = 15$ и $j_y = 5$, *в, г* — для одномерной модели межгранулы с координатами $i_x = 20$ и $j_y = 5$. Фрагменты *a, в* — для всех уровней модели атома Si I, *б, г* — для уровней 65 линий, использованных при определении содержания кремния. Штрих-пунктирные линии соответствуют уровням Si I с низкими потенциалами возбуждения $EPL = 5.08$ эВ, включая основное состояние (толстая линия). Пунктирные линии — уровни с высокими значениями $EPL = 6.71$ эВ; сплошные — уровни с промежуточными значениями $5.62 < EPL < 6.62$ эВ. Учитывались неупругие столкновения атомов кремния с атомами водорода. Расчеты проводились по формуле Дроина [21, 22] с множителем $S_H = 0.1$

внешних слоев. Избыток атомов на этих уровнях растет с высотой. В гранулах (рис. 1, *a*) степень перенаселенности данных уровней существенно меньше. Вторую группу составляют уровни с более высокими значениями потенциала возбуждения: $5.61 \text{ эВ} < EPL < 6.62 \text{ эВ}$. В межгранулах небольшой избыток атомов на этих уровнях сменяется недонаселенностью, начиная с высот около 600 км. В гранулах дефицит атомов на этих уровнях возникает уже на высотах вблизи 400 км, глубже их населенности близки к ЛТР-значениям. К третьей группе относятся высоковозбужденные уровни с $EPL = 6.71$ эВ, β -коэффициенты которых меньше единицы практически повсюду, за исключением нижней фотосферы, где $\beta \approx 1$. Степень недонаселенности уровней данной группы увеличивается с высотой, но уменьшается с их потенциалом возбуждения. В результате β -коэффициенты близлежащих к континууму уровней лишь незначительно отличаются от единицы. При этом в гранулах дефицит атомов на одних и тех же уровнях выше, чем в межгранулах.

Из рис. 1, б, з видно, что в зависимости от поведения α -коэффициентов уровни 65 линий Si I, использованных для определения содержания кремния, образуют три группы, подобные вышеописанным. При этом к первой и второй группам относятся нижние уровни данных линий, с потенциалами возбуждения $EPL = 5.08$ эВ и $5.61 < EPL < 6.22$ эВ соответственно. Третью группу составляют их верхние уровни с $EPL = 7.04$ эВ.

Показанное на рис. 1 поведение α -коэффициентов уровней кремния — результат сложного взаимодействия нескольких НЛТР-механизмов. Основными из них являются УФ-сверхионизация, потери фотонов в линиях, вызванные рассеянием излучения, и сверхрекомбинация, связанная с действием сифонного механизма. Детальное описание этих механизмов приведено в нашей работе [4]. Здесь мы лишь отметим, что различия в поведении α -коэффициентов в гранулах и межгранулах связаны, в первую очередь, с различным проявлением в указанных структурах таких НЛТР-механизмов, как ультрафиолетовая сверхионизация и сверхрекомбинация. В частности, в более горячих гранулах первый механизм оказывается более эффективным, чем второй, в то время как в более холодных межгранулах наблюдается обратный эффект.

Высоты образования линий Si I. Как мы уже обсуждали в работе [4], отклонение от ЛТР-населенностей уровней ведет к изменению коэффициентов поглощения L линий Si I: (иными словами, к изменению непрозрачности линий) и, как следствие, к смещению области формирования этих линий. В качестве меры смещения мы, как и в работе [4], используем разность $H = H_{\text{ЛТР}} - H_{\text{НЛТР}}$ между высотой H , где при ЛТР оптическая глубина в центре линии $l_{\text{LTP}} = 1$, и высотой, где при НЛТР глубина $l_{\text{NLTP}} = 1$.

На рис. 2, а мы показываем зависимость H от высоты $H_{\text{НЛТР}}$ для линий Si I, формирующихся в гранулах. На рис. 2, д та же зависимость приведена для случая межгранул. Видно, что в гранулах все рассмотренные линии образуются глубже (до высот $H_{\text{НЛТР}} < 300$ км), чем в межгранулах ($H_{\text{НЛТР}} < 400$ км). Поскольку на этих высотах нижние уровни данных линий в той или иной степени оказываются перенасыщенными (см. рис. 1, а, б, штрих-пунктирные линии), то область их формирования смещается в более высокие слои по сравнению с ЛТР-случаем. В гранулах (рис. 2, а) степень смещения H увеличивается с высотой $H_{\text{НЛТР}}$ лишь до высот $H_{\text{НЛТР}} = 200$ км. В среднем максимальная величина смещения невелика и составляет $H = -6$ км. На оптическую глубину в центре линий Si I, образующихся выше данного слоя, начинает сказываться падение населенности их нижних уровней в более высоких слоях, за счет чего смещение H приближается к нулю.

В межгранулах (рис. 2, д), где нижние уровни перенасыщены в значительно большей степени, отрицательные значения H характерны для всех без исключения рассмотренных 65 линий Si I. При этом степень смещения H увеличивается с высотой $H_{\text{НЛТР}}$, достигая $H = -20$ км для самых сильных из них.

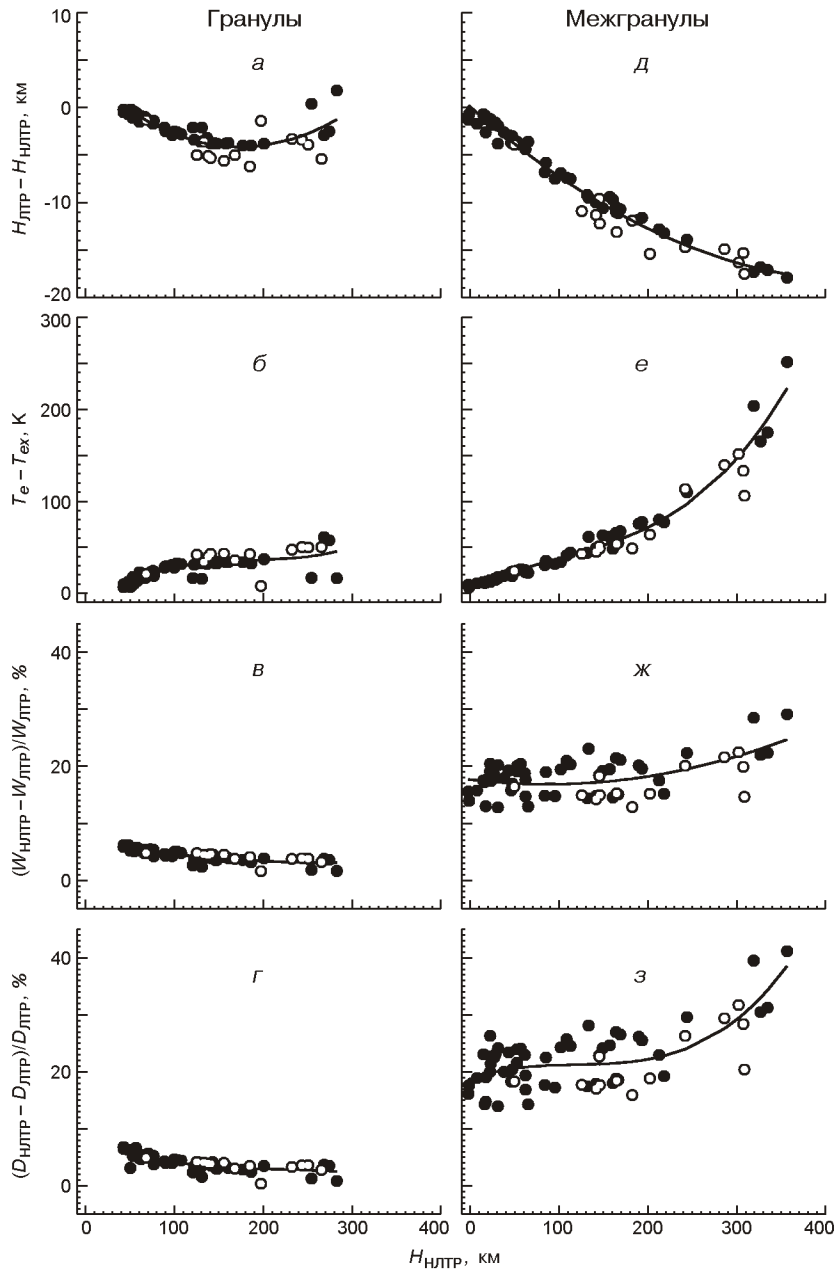


Рис. 2. Влияние НЛТР-эффектов на высоты H образований, функции источника T , эквивалентные ширины W и центральные глубины D линий Si I. Модель атмосферы – одномерная модель гранулы (а–г) или межгранулы (д–з). Кружки — данные для 13 линий Si I, для которых в работе [24] приведены экспериментальные силы осцилляторов. Кривые — полиномиальное сглаживание результатов

Функции источника в линии. Аналогично одномерному случаю, рассмотренному в работе [4], мы определили значение функции источника линии S^L для каждой из 65 линий Si I (см. таблицу нашей работы [5]), использованных для определения содержания кремния. Най-

денные таким образом функции источника показаны на рис. 2, б, е в виде зависимости разности $T_e - T_{ex}$ от $H_{\text{НЛТР}}$. Здесь температура возбуждения T_{ex} и электронная температура T_e модели соответствуют высоте $H_{\text{НЛТР}}$. Случай для типичной гранулы показан на рис. 2, б и для межгранулы — на рис. 2, е. Видно, что как в гранулах, так и в межгранулах степень отклонения функции источника от функции Планка B увеличивается по мере перехода в более высокие слои, причем всегда $T_{ex} < T_e$. Причины дефицита функции источника в линиях Si I мы подробно обсуждали ранее [4]. Здесь мы лишь напомним, что они связаны с потерями фотонов в рассматриваемых линиях, ведущими к большей степени отклонения от ЛТР верхнего уровня перехода (u) по сравнению с нижним (l). В результате $B_{u/l} < 1$, а $S^L < B$.

Сравнение рис. 2, б с рис. 2, е показывает, что в межгранулах наблюдается существенно больший дефицит функции источника, чем в гранулах. Здесь для линий с $W > 7$ пм из ближней ИК-области ($\lambda > 700$ нм), образующихся на высоте около 300 км, разность между электронной температурой и температурой возбуждения может достигать 250 К. В гранулах эта разность заметно меньше. Из рис. 2, б видно, что она не превышает 50 К.

Эквивалентные ширины, центральные глубины и профили линий Si I. Из рис. 2, а, б и рис. 2, д, е следует, что как в гранулах, так и в межгранулах у рассмотренных линий Si I наблюдаются два НЛТР-эффекта: дефицит функции источника ($S^L/B < 1$) и избыток непрозрачности. Дефицит функции источника приводит к уменьшению интенсивности излучения в центре линий Si I, и значит, к увеличению их центральной глубины D . Эффект усиливается еще более за счет смещения области формирования данных линий в более высокие слои атмосферы. В результате при НЛТР эквивалентные ширины W и центральные глубины D рассмотренных нами линий увеличиваются. При этом профили становятся глубже, чем при ЛТР.

На рис. 2, в показано относительное изменение $W/W = (W_{\text{НЛТР}} - W_{\text{ЛТР}})/W_{\text{ЛТР}}$ при переходе от НЛТР- к ЛТР-приближению в зависимости от высоты НЛТР для случая модели гранулы, на рис. 2, ж для модели межгранулы. Относительные изменения центральных глубин $D/D = (D_{\text{НЛТР}} - D_{\text{ЛТР}})/D_{\text{ЛТР}}$ для данных моделей представлены на рис. 2, з и рис. 2, з. Примеры НЛТР- и ЛТР-профилей для слабой, умеренной и сильной линий Si I показаны на рис. 3, а—в. Профили рассчитаны с использованием «солнечных» сил осцилляторов $\lg gf_W$ Гуртовенко и Костыка [2] и значения содержания кремния $A_W^{\text{НЛТР}}$, найденного из подгонки теоретической эквивалентной ширины W к наблюдаемой. Постоянная затухания τ_6 рассчитывалась на основании теории АВО.

Из рис. 2, в, з видно, что в гранулах вышеописанные НЛТР-эффекты ведут лишь к незначительному увеличению значений W и D , составляющему относительно их ЛТР-значений не более 10 %. В межгранулах относительное изменение эквивалентных ширин, центральных глубин и профилей линий Si I, вызванное НЛТР-эффектами, существенно больше (рис. 2, ж, з). Интересно, что в межгранулах, в от-

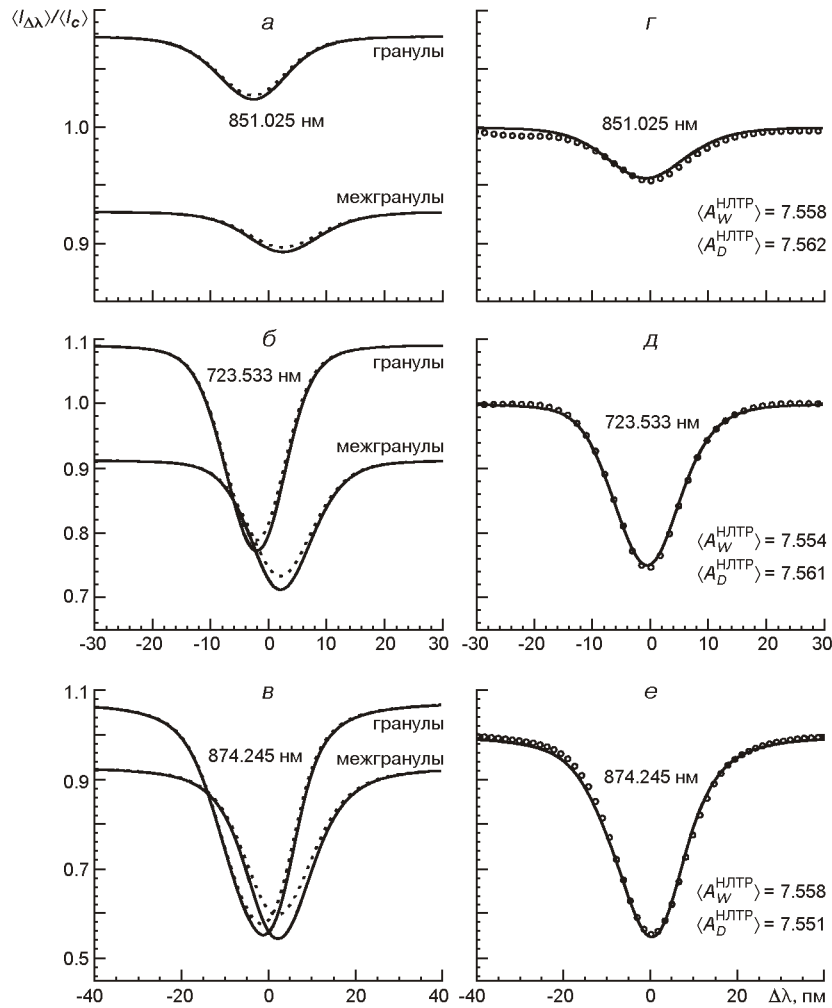


Рис. 3. Профили слабой (851.025 нм), умеренной (723.533 нм) и сильной (874.245 нм) линий Si I, рассчитанные для центра солнечного диска с использованием трехмерной гидродинамической модели: а, б, в — «средние» профили, полученные в НЛТР- и ЛТР-приближениях (сплошная и пунктирная линии соответственно) путем усреднения по пространству отдельно для гранул и межгранул; г, д, е — усредненные по всему пространству НЛТР-профили линий и наблюдаемые профили (кружки) из Льежского атласа [20]

личие от гранул, наблюдается увеличение значений W/W и D/D с высотой. Для линий Si I, образующихся на высотах $H_{НЛТР} > 300$ км, совместное действие двух описанных НЛТР-эффектов может приводить к увеличению их эквивалентных ширин и центральных глубин до 30 и 40 % соответственно.

Содержание кремния. Мы использовали астрономическую логарифмическую шкалу при определении содержания кремния $A_{Si} = \lg(n_{Si}/n_H) + 12$, где n_{Si}/n_H — отношение количества атомов кремния к количеству атомов водорода. Определение содержания A_W и A_D проводилось путем подгонки наблюдаемых эквивалентных ширин W и центральных глубин D линий Si I к теоретическим значениям. Наблюдаемые значения W и D были взяты из работы Гуртовенко и Костыка

[2]. Напомним, что каждый из наблюдаемых профилей линий Si I, использованных для определения W и D , был получен путем усреднения вдоль щели спектрографа профилей от более чем 150 гранул, при этом усреднение проводилось для нескольких временных серий. Согласно [2] погрешности определения наблюдаемых эквивалентных ширин составляют около 3 %. В работе [5] мы показали, что такие погрешности могут приводить к ошибкам содержания кремния, не превышающим 0.02 dex. Теоретические значения W и D находились путем усреднения 2500 профилей, рассчитанных для каждой из 2500 одномерных моделей 3D ГД-модели [11, 12]. Следует подчеркнуть, что полученные таким образом пространственно-усредненные профили линий Si I относятся лишь к одному моменту времени. Температурные флуктуации, связанные с пятиминутными осцилляциями и с изменением со временем термодинамической структуры грануляции, должны приводить к временным флуктуациям эквивалентных ширин. Согласно [12] такие флуктуации составляют ± 20 К. Для 65 линий Si I, использованных нами для определения содержания кремния, это может давать ошибку $A_{\text{Si}} = 0.01$ dex.

На рис. 4, 5 показаны результаты определения ЛТР- и НЛТР-содержания кремния в этой модели на основе списка из 65 линий Si I для трех «солнечных» шкал сил осцилляторов:

1) «солнечной» шкалы, привязанной к экспериментальной шкале Беккера и др. [18] (рис. 4);

2) «солнечной» шкалы, привязанной к экспериментальной шкале Гарц [24] (рис. 5, $a - в$);

3) оригинальной «солнечной» шкалы сил осцилляторов $\lg gf_W$ Гуртовенко и Костыка [2] (рис. 5, $г - е$).

На рис. 6 мы приводим значения содержания на основе списка из 13 линий, полученные как с помощью привязанных к экспериментальным «солнечных» значений $\lg gf_W$ (рис. 6, $a - в$), так и с помощью оригинальных экспериментальных сил осцилляторов (рис. 6, $г - е$). Значения A_W , A_D и их разностей $A_W - A_D$, найденные по отдельным линиям Si I (кружки и квадратики), представлены в виде зависимости от наблюдаемой эквивалентной ширины линий. Значения на рис. 4 приведены для двух случаев: в первом ($a - в$) ван-дер-ваальсовская постоянная затухания ϵ_6 рассчитывалась на основании теории АВО [15, 16]; во втором ($г - е$) ϵ_6 находилась по классической формуле Унзольда [1, 38] с множителем $E = 1.5$. Результаты на рис. 5, 6 получены на основе теории АВО. При расчете НЛТР-значений содержания $A_W^{\text{НЛТР}}$ и $A_D^{\text{НЛТР}}$ мы приняли во внимание неупругие столкновения атомов кремния с атомами водорода. Скорости этих столкновений рассчитывались по формуле Дроина [21, 22] с множителем $S_H = 0.1$. Обращаем внимание, что из-за большого количества данных мы показываем в случае ЛТР лишь полиномиальное сглаживание результатов (пунктирные линии).

Из рис. 4, 5 следует, что при определении содержания кремния с помощью 3D-ГД-моделей избежать неоднозначного результата не удается. Разброс средних значений содержания A_W составляет около

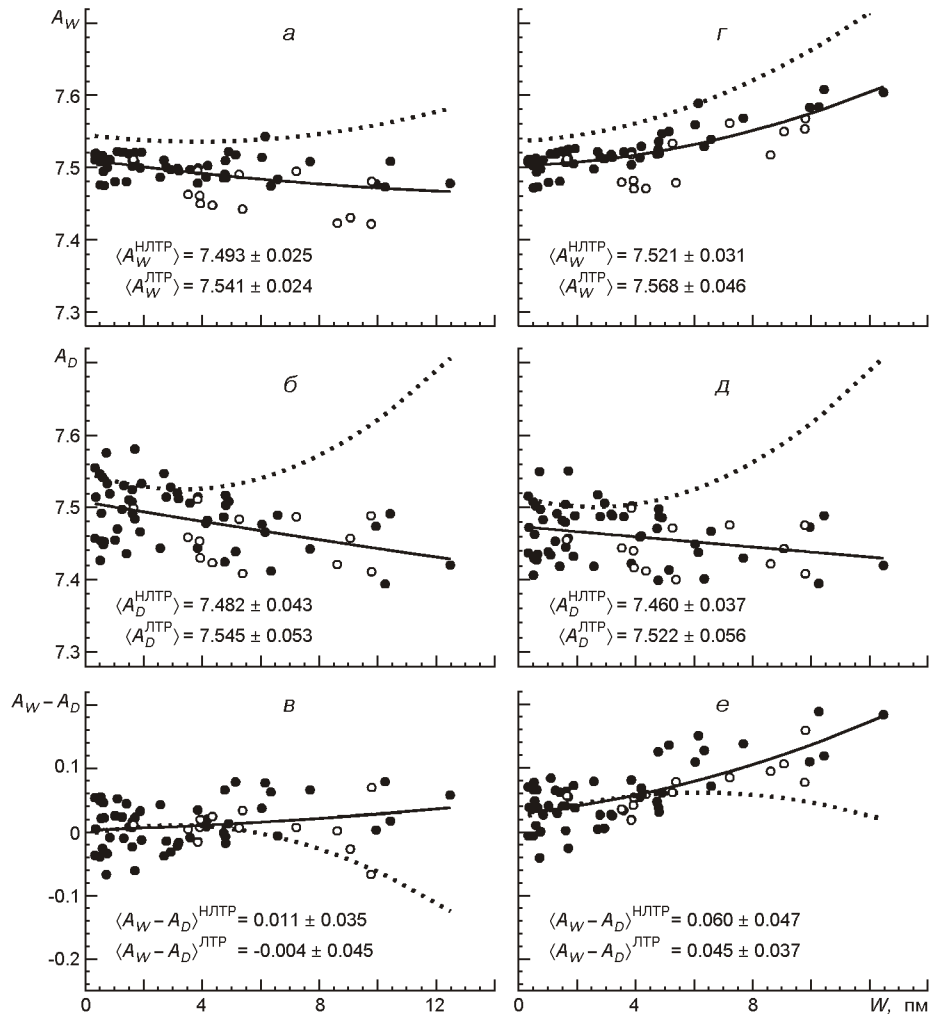


Рис. 4. Значения содержания кремния в фотосфере, полученные по 65 линиям Si I с использованием трехмерной гидродинамической модели [11, 12] и шкалы «солнечных» сил осцилляторов [2], увеличенной на 0.073 dex с целью привязки к экспериментальной шкале [18]: а, б, в — значение ϵ_6 находилось на основании теории АВО [15, 16]; г, д, е — по классической формуле Унзольда с множителем $E = 1.5$. Точки — значения A_W^{NLTP} и A_D^{NLTP} при НЛТР, кружки — результаты для 13 линий Si I, общих в списках [2] и [24]. Сплошные и пунктирные кривые — полиномиальное сглаживание результатов для НЛТР- и ЛТР-случаев соответственно

0.15 dex: от $A_W^{NLTP} = 7.493 \pm 0.025$ (рис. 4, а) до $A_W^{LTP} = 7.641 \pm 0.025$ (рис. 5, а). Разброс средних значений содержания A_D еще больше (~ 0.19 dex): от $A_D^{NLTP} = 7.460 \pm 0.037$ (рис. 4, д) до $A_D^{LTP} = 7.646 \pm 0.055$ (рис. 5, б).

Анализ представленных на рис. 4, 5 результатов показывает, что определение содержания кремния на базе трехмерных моделей атмосферы Солнца чувствительно, во-первых, к выбору шкалы сил осцилляторов, во-вторых к выбору приближения для расчета ϵ_6 , и в-третьих к эффектам, вызванным отклонением от локального термоди-

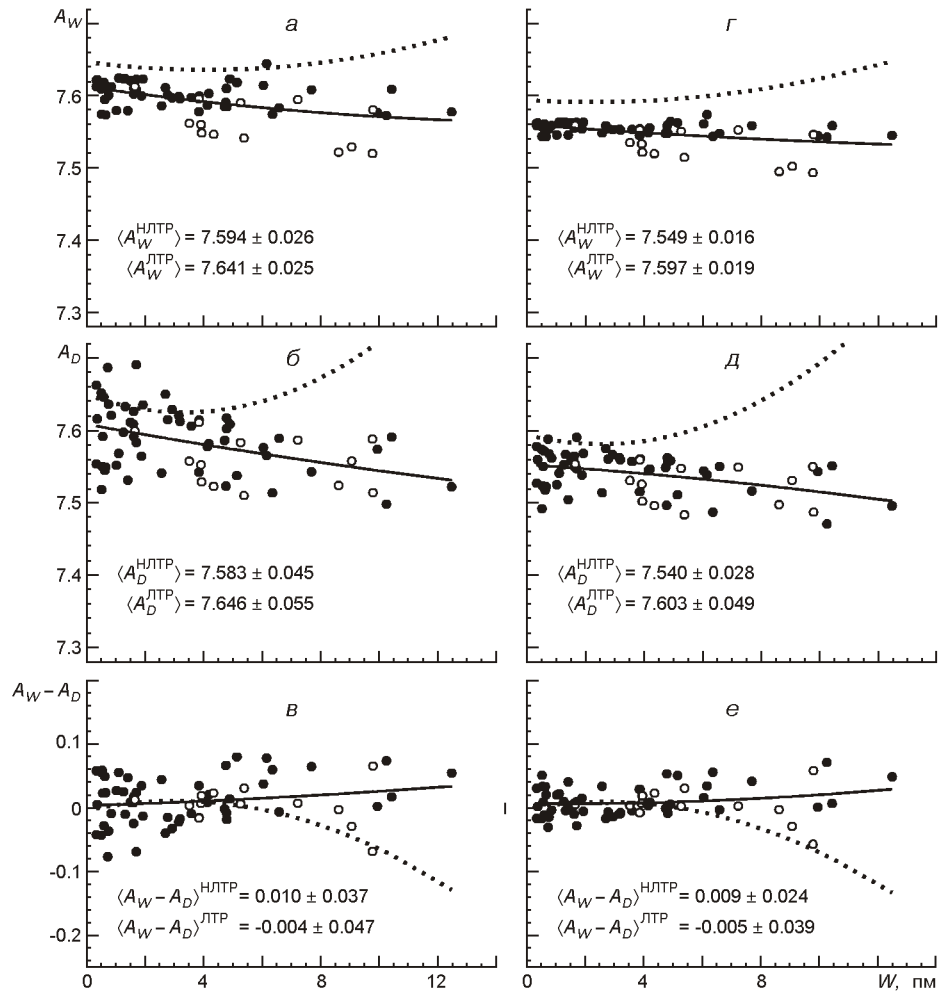


Рис. 5. Значения содержания кремния в фотосфере, полученные по 65 линиям Si I с использованием трехмерной гидродинамической модели и двух шкал сил осцилляторов: а, б, в — для шкалы [2], смещенной на 0.026 dex с целью привязки к экспериментальной шкале [24], г, д, е — для несмещенной шкалы [2]. Значение δ находилось по теории АВО [15, 16]. Остальные обозначения см. на рис. 4

намического равновесия. Для того чтобы определить, какое из полученных средних значений содержания A является наиболее достоверным, мы воспользовались следующими критериями:

- 1) должна отсутствовать или быть минимальной зависимость значений содержания кремния A_W от эквивалентных ширин W линий Si I;
- 2) значения содержания кремния A_D , найденные по центральным глубинам линий Si I, должны давать минимальный тренд с эквивалентной шириной;
- 3) разности $A_W - A_D$ должны быть близки к нулю;
- 4) разность $A_W - A_D$ не должна сильно зависеть от эквивалентной ширины;
- 5) средние квадратичные ошибки содержания A_W , A_D и их разности $A_W - A_D$ должны быть минимальными.

Исходя из этих критериев, следует сразу отбросить значения содержания $A_{\text{ЛТР}}$, полученные на основании ЛТР-гипотезы. Как видно из рис. 4, б, в, д, е и рис. 5, б, в, д, е, при ЛТР появляется зависимость $A_{\text{Д}}^{\text{ЛТР}}$ -значений и разностей $A_{\text{В}}^{\text{ЛТР}} - A_{\text{Д}}^{\text{ЛТР}}$ от эквивалентной ширины, устранить которую не удастся ни выбором шкалы сил осцилляторов, ни выбором приближения для постоянной затухания δ .

Отказ от ЛТР-гипотезы улучшает согласие между значениями $A_{\text{В}}^{\text{НЛТР}}$ и $A_{\text{Д}}^{\text{НЛТР}}$, если для расчета δ использовать теорию АВО. При этом средняя разность $A_{\text{В}}^{\text{НЛТР}} - A_{\text{Д}}^{\text{НЛТР}}$ не превышает 0.011 dex (рис. 4, в и рис. 5, в, е). В случае применения для этих целей приближения Унзольда с поправочным множителем $E = 1.5$ добиться согласия между значениями содержания $A_{\text{В}}^{\text{НЛТР}}$ и $A_{\text{Д}}^{\text{НЛТР}}$ не удастся (рис. 4, е).

Из рис. 5, з—е видно, что при использовании теории АВО и НЛТР-приближения оригинальная «солнечная» шкала Гуртовенко и Костыка [2] наилучшим образом удовлетворяет критериям 1–5. Эта шкала дает минимальный тренд с эквивалентной шириной НЛТР-значений содержания $A_{\text{В}}^{\text{НЛТР}}$, $A_{\text{Д}}^{\text{НЛТР}}$ и их разностей $A_{\text{В}}^{\text{НЛТР}} - A_{\text{Д}}^{\text{НЛТР}}$, а также минимальные средние квадратичные ошибки их средних значений. Таким образом, НЛТР-содержание кремния в трехмерной гидродинамической модели атмосферы Солнца, полученное на основе «солнечной» шкалы сил осцилляторов Гуртовенко и Костыка, можно рассматривать как наиболее достоверное. Его среднее значение, найденное при подгонке по эквивалентным ширинам 65 линий Si I, равно $A_{\text{В}}^{\text{НЛТР}} = 7.549 \pm 0.016$. Среднее содержание кремния, найденное по их центральным глубинам, лишь на 0.009 dex меньше: $A_{\text{Д}}^{\text{НЛТР}} = 7.540 \pm 0.028$. Эта величины хорошо согласуются с содержанием кремния в фотосфере Солнца и в хондритных метеоритах CI, рекомендованным Гревесом и Саувалом [25]. Хотелось бы подчеркнуть также, что теоретические профили линий Si I, рассчитанные с «солнечными» сил осцилляторов $\lg gf_{\text{В}}$ Гуртовенко и Костыка [2] и со значением НЛТР-содержания кремния $A_{\text{В}}^{\text{НЛТР}}$, найденного из подгонки теоретической эквивалентной ширины W к наблюдаемой, хорошо согласуются с наблюдаемыми профилями из Льежского атласа [20] (рис. 3, з—е).

НЛТР-расчеты содержания на основе «солнечной» шкалы, привязанной к экспериментальной шкале Беккера и др. [18], и теории АВО (рис. 4, а—в), ведут к усилению зависимости от W как значений $A_{\text{Д}}^{\text{НЛТР}}$, так и значений $A_{\text{В}}^{\text{НЛТР}}$, хотя в последнем случае эта зависимость выражена слабее. Применение данной шкалы ведет к дальнейшему понижению содержания кремния ($A_{\text{В}}^{\text{НЛТР}} = 7.493 \pm 0.025$) по сравнению с полученным в работе [7]. При этом средние квадратичные ошибки содержания $A_{\text{В}}^{\text{НЛТР}}$, $A_{\text{Д}}^{\text{НЛТР}}$ и их разности $A_{\text{В}}^{\text{НЛТР}} - A_{\text{Д}}^{\text{НЛТР}}$ больше, чем при НЛТР-расчетах с силами осцилляторов $\lg gf_{\text{В}}$ [2] (рис. 5, з—е).

Подобные тренды и средние квадратичные ошибки, но в меньшей степени, характерны и для НЛТР-значений содержания, найденных с помощью «солнечной» шкалы, привязанной к экспериментальной шкале Гарц [24] (рис. 5, а—в). НЛТР-содержание кремния ($A_{\text{В}}^{\text{НЛТР}} =$

= 7.594±0.026), полученное на основе данной шкалы, на 0.04 dex выше рекомендованного Гревесом и Саувалом [25].

Исходя из вышеизложенного, мы рассматриваем значения НЛТР-содержания кремния, полученные для последних двух шкал, как менее достоверные.

Результаты, представленные на рис. 6 для 13 линий Si I, которые есть в списках [24] и [2], показывают, что эти выводы не должны измениться, если вместо привязанных к экспериментальным шкалам «солнечных» шкал сил осцилляторов использовать оригинальные экспериментальные данные. На рис. 6, *a—в* мы приводим результаты определения НЛТР-содержания кремния с «солнечными» силами осцилляторов $\lg gf_W$ Гуртовенко и Костыка, привязанными к шкале Беккера и др. Мы выполнили также определение НЛТР-содержания кремния с оригинальными экспериментальными силами осцилляторов Беккера и др. [18]. Результаты этого определения показаны рис. 6, *г—е*.

Из сравнения данных для 13 общих линий Si I следует, что в среднем различия НЛТР-содержаний, обусловленные использованием экспериментальной шкал сил осцилляторов и привязанной к ним «солнечной» шкалы, составляют лишь 0.003–0.004 dex. Обращает на себя внимание, что при использовании экспериментальных сил осцилляторов средняя квадратичная ошибка как НЛТР-, так и ЛТР-содержания превышает ошибку, полученную для «солнечных» $\lg gf_W$. Основная причина этого связана, в первую очередь, с более низкой внутренней точностью экспериментальных данных. Интересно, что уменьшение числа линий при определении содержания ведет к усилению зависимости от эквивалентной ширины значений A_W и A_D , полученных с экспериментальными силами осцилляторов. Кроме того, из сравнения рис. 4, *a—в* и рис. 6, *a—в* видно, что вследствие использования малого количества линий среднее содержание A_W понижается примерно на 0.02–0.03 dex независимо от того, какие из упомянутых выше шкал сил осцилляторов используются. При этом среднее ЛТР-значение содержания $A_W^{\text{ЛТР}} = 7.510 \pm 0.067$ хорошо согласуется с ЛТР-значением, полученным Асплундом [7] на основе подгонки профилей 19 линий Si I. Этот факт свидетельствует о том, что одной из причин понижения содержания кремния, может стать селективный эффект, связанный с малым количеством линий Si I, использованных при определении A_{Si} .

Поправки к содержанию кремния, вызванные 3D-, НЛТР-эффектами и погрешностями постоянной затухания δ . В нашей работе мы оценили 3D-поправки к содержанию $A_{3D} = A_W^{\text{НЛТР}}(3D) - A_W^{\text{НЛТР}}(1D)$, сравнив НЛТР-значения содержания кремния $A_W^{\text{НЛТР}}$ для 65 линий Si I, найденные в 3D-ГД-модели, с НЛТР-значениями, полученными в одномерной полуэмпирической модели атмосферы Солнца HOLMUL [27]. При этом в обоих случаях использовалась одна и та же шкала сил осцилляторов и одно и то же приближение при расчете δ . Результаты этого сравнения показаны на рис. 7, *a*. Как видим, для слабых линий Si I поправки A_{3D} отрицательны, в то время как для силь-

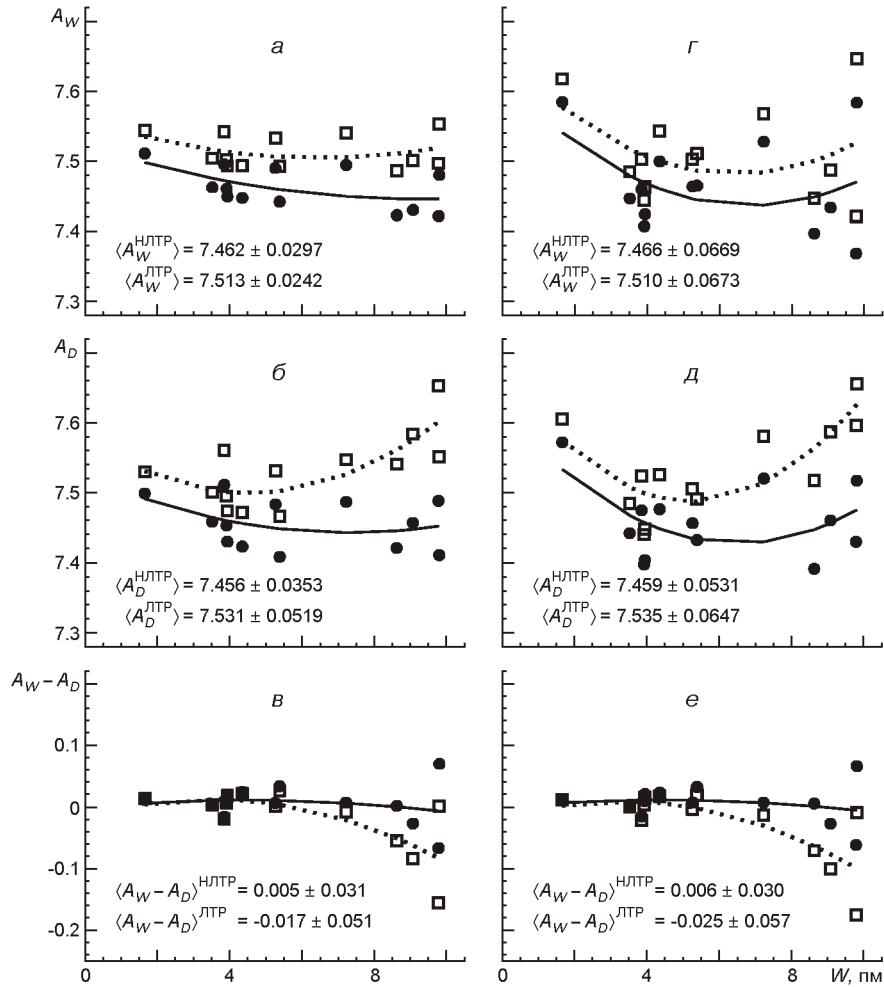


Рис. 6. Значения содержания кремния в фотосфере, полученные в трехмерной гидродинамической модели по 13 линиям Si I, общих для списков [2] и [24]: а, б, в — для смещенной шкалы сил осцилляторов [2], привязанной к шкале [18]; г, д, е — для шкалы [18], смещенной на +0.1 dex относительно шкалы [24]. Квадратики — ЛТР-значения, остальные обозначения см. на рис. 4

ных линий — положительны. В среднем учет 3D-эффектов ведет к уменьшению содержания кремния на 0.027 dex. Сравнение A_{3D} -поправок на рис. 7, а со значениями $A_W^{\text{НЛТР}}$ (1D), представленными на рис. 4, в и рис. 5, а из нашей работы [4], показывает, что при определении НЛТР-содержания в одномерной модели HOLMUL пренебрежение 3D-эффектами компенсируется использованием для расчета ϕ формулы Унзольда [1, 38] с поправочным множителем $E = 1.5$.

НЛТР-поправки к содержанию кремния $A_{\text{НЛТР}} = A_W^{\text{НЛТР}}(3D) - A_W^{\text{ЛТР}}(3D)$ в 3D-модели, рассчитанные для 65 линий Si I на основе одной и той же шкалы сил осцилляторов и одного и того приближения для ϕ , показаны на рис. 7, б. Видно, что значение ЛТР-содержания кремния, рассчитанное в 3D-модели, при учете НЛТР-эффектов должно быть уменьшено на 0.047 dex. Однако в отличие от A_{3D} -поправок,

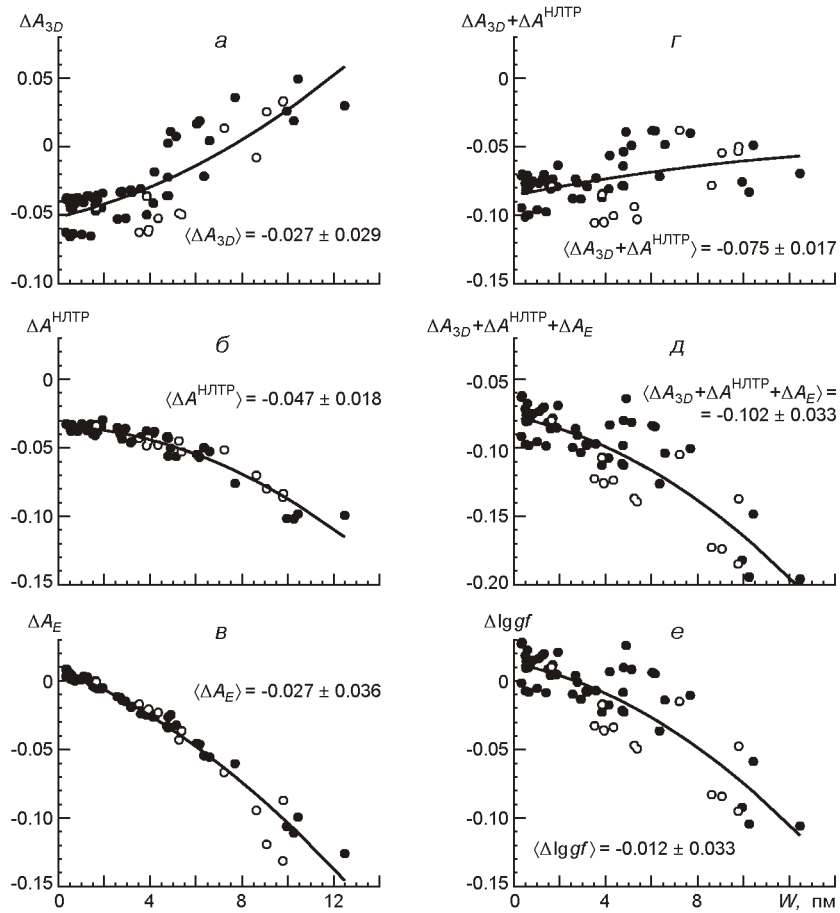


Рис. 7. Ошибки определения содержания кремния и ошибки сил осцилляторов [2], вызванные пренебрежением 3D- и НЛТР-эффектами, а также погрешностями δ_6 (описание см. в тексте). Кривые — полиномиальное сглаживание результатов, остальные обозначения см. на рис. 2

все $A_{\text{HЛТР}}$ -поправки отрицательны, при этом их абсолютная величина увеличивается с эквивалентной шириной линий Si I. В результате суммарная поправка $A_{3D} + A_{\text{HЛТР}}$ становится практически не зависящей от W (рис. 7, *г*). В среднем учет 3D- и НЛТР-эффектов приводит к понижению содержания кремния по сравнению с ЛТР-содержанием в модели HOLMUL на 0.075 dex.

Интересно, что НЛТР-содержание $A_W^{\text{HЛТР}}$, найденное на основе оригинальной «солнечной» шкалы (рис. 5, *з*), лишь на 0.008 dex выше ЛТР-содержания $A_W^{\text{ЛТР}}$, полученного с помощью экспериментальной шкалы сил осцилляторов Беккера и др. [18] (рис. 4, *а*). Причину этого легко понять, если принять во внимание, что различие содержаний, вызванное использованием данных шкал (0.056 dex), практически компенсируется НЛТР-эффектами ($A_{\text{HЛТР}} = -0.047$ dex).

Представление о том, как погрешности постоянной затухания δ_6 влияют на определение содержания $A_W^{\text{HЛТР}}$ в 3D-модели, дает рис. 7, *в*.

Видно, что использование при расчете δ_6 полуклассической теории АВО [15, 16] вместо приближения Унзольда [1, 38] с поправочным множителем $E = 1.5$ слегка увеличивает значения содержания $A_W^{\text{НЛТР}}$, найденные из эквивалентных ширин слабых линий. Для более сильных линий поправки $A_E = A_W^{\text{НЛТР}}(\text{АВО}) - A_W^{\text{НЛТР}}(E = 1.5)$ становятся отрицательными. Эффект усиливается с увеличением эквивалентной ширины, достигая в среднем -0.05 dex для линий со значениями W

9 пм. Средняя поправка к НЛТР-содержанию $A_W^{\text{НЛТР}}$ в 3D-модели за счет погрешностей δ_6 равна $A_E = -0.027$ dex.

Суммарная поправка к содержанию $A_{3D} + A_{\text{НЛТР}} + A_E$ показана на рис. 7, д. Видно, что эта поправка увеличивается с силой линий. В среднем суммарная ошибка определения содержания кремния, вызванная пренебрежением НЛТР- и 3D-эффектами, а также погрешностями ван-дер-ваальсовской постоянной затухания δ_6 , составляет около -0.1 dex.

Погрешности НЛТР-поправок к содержанию кремния. Как мы уже отмечали в нашей работе [4], НЛТР-поправки к содержанию кремния чувствительны к погрешностям сечений фотоионизации, сечений неупругих столкновений с электронами и атомами водорода. Было показано, что роль первых двух погрешностей невелика (0.01—0.02 dex). Погрешности сечений неупругих столкновений с атомами водорода сказываются в первую очередь на сильные высоковозбужденные линии Si I из ближнего ИК-диапазона, поскольку они наиболее чувствительны к отклонению от ЛТР. Из-за малого количества таких линий в нашем списке их вклад в ошибки при определении НЛТР-поправок невелик. В среднем мы оцениваем эти ошибки в пределах 0.014 dex. Этот вывод хорошо согласуется с результатами [39].

Ошибки «солнечных» сил осцилляторов I_{ggf}^W Э. А. Гуртовенко и Р. И. Костыка. Несмотря на то, что использованная при определении содержания кремния «солнечная» шкала Гуртовенко и Костыка [2] наилучшим образом удовлетворяет перечисленным выше критериям 1—5, она все-таки страдает от систематических ошибок. Об этом свидетельствует представленный на рис. 5, з, д тренд значений $A_W^{\text{НЛТР}}$ и $A_D^{\text{НЛТР}}$ с эквивалентной шириной, хотя он и является минимальным по сравнению с результатами, полученными для других шкал сил осцилляторов (рис. 4, а, б и рис. 5, а, б). Эти ошибки, как мы уже говорили, вызваны в первую очередь пренебрежением НЛТР- и 3D-эффектами при определении «солнечных» сил осцилляторов. Другим источником ошибок являются погрешности постоянной затухания δ_6 . Кроме того, необходимо помнить, что «солнечные» силы осцилляторов являются внутренне согласованными с содержанием кремния. Как следствие, при оценке их ошибок необходимо учесть поправку A_{Si} к принятому при построении «солнечной» шкалы [2] содержанию кремния $A_{\text{Si}} = 7.64$. Эта поправка равна -0.09 dex, если исходить из рекомендованного Гревесом и Саувадом [25] и полученного нами солнечного содержания $A_{\text{Si}} = 7.55$. Для более низкого значения содержания $A_{\text{Si}} = 7.54$, приведенного в работе [30], $A_{\text{Si}} = -0.1$ dex.

На рис. 7, e мы приводим суммарную ошибку «солнечных» сил осцилляторов [2] $\lg gf_W = (A_{3D} + A_{\text{НЛТР}} + A_E) - A_{\text{Si}}$, вызванную пренебрежением 3D- и НЛТР-эффектами, а также погрешностями δ и ошибкой $A_{\text{Si}} = -0.1$ dex. Как видим, ошибки $\lg gf_W$ увеличиваются с силой линий. При этом для слабых и умеренных линий Si I ($W < 8$ пм) в среднем эти ошибки существенно меньше ($\lg gf_W = -0.006 \pm 0.019$), чем для сильных ($\lg gf_W = -0.055 \pm 0.019$). Интересно, что ошибка «солнечных» сил осцилляторов, усредненная по всем рассмотренным в нашей работе 65 линиям Si I, близка к нулю: $\lg gf_W = 0.0 \pm 0.033$ для $A_{\text{Si}} = -0.1$ dex и $\lg gf_W = -0.012 \pm 0.033$ для $A_{\text{Si}} = -0.09$ dex. Это дает нам основание утверждать, что среднее значение НЛТР-содержания $A_W^{\text{НЛТР}} = 7.549 \pm 0.016$, полученное на основе шкалы сил осцилляторов [2] и 3D-модели, практически не зависит от ошибок шкалы, вызванных погрешностями δ , пренебрежением НЛТР- и 3D-эффектами, и использованием содержания кремния $A_{\text{Si}} = 7.64$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты нашего исследования сводятся к следующему.

1. Мы рассмотрели НЛТР-образование спектра кремния в трехмерной гидродинамической модели атмосферы. Мы выполнили наше исследование, используя реалистичную модель атома кремния для двух стадий ионизации: Si I и Si II.

2. Мы показали, что как в гранулах, так и в межгранулах у линий Si I наблюдаются два НЛТР-эффекта: дефицит функции источника и избыток непрозрачности. В гранулах эти эффекты ведут лишь к незначительному увеличению эквивалентных ширин W и центральных глубин D линий Si I относительно их ЛТР-значений (менее 10 %). В межгранулах относительное изменение значений W , D и профилей линий Si I существенно больше. Для сильных линий Si I оно может достигать от 30 до 40 %.

3. Мы оценили НЛТР- и ЛТР-содержания кремния A_W и A_D в данной 3D-модели путем подгонки к наблюдаемым эквивалентным ширинам W и центральным глубинам D 65 линий Si I. Такое большое количество линий позволяет получить существенно более надежные результаты по сравнению с предыдущими работами, в которых число линий Si I не превышало 19.

4. Мы продемонстрировали, что одной из причин, ведущей к понижению содержания кремния, может стать селективный эффект, обусловленный малым количеством используемых линий Si I.

5. Мы показали, что суммарная ошибка определения содержания, вызванная пренебрежением НЛТР- и 3D-эффектами, а также погрешностями ван-дер-ваальсовской постоянной затухания δ , составляет около -0.1 dex. Применение для расчета δ полуклассической теории Ансти, Барклема и О'Мары дает хорошее согласие содержаний, найденных по W и по D , как при НЛТР, так и при ЛТР. В случае использования для этих целей приближения Унзоляда с поправочным множителем $E =$

= 1.5 добиться согласия между значениями содержания A_W и A_D не удается.

6. Мы выполнили анализ «солнечной» шкалы сил осцилляторов Гуртовенко и Костыка и экспериментальных шкал сил осцилляторов Гарц и Беккера и др. Мы показали, что «солнечные» силы осцилляторов I_{ggf_W} дают минимальный тренд с эквивалентной шириной НЛТР-значений содержания A_W , A_D и их разности $A_W - A_D$, а также минимальную среднюю квадратичную ошибку этих величин.

7. Мы оценили суммарную ошибку «солнечных» сил осцилляторов I_{ggf_W} , вызванную пренебрежением 3D- и НЛТР-эффектами, а также погрешностями δ и использованием при построении «солнечной» шкалы содержания кремния $A_{Si} = 7.64$, превышающего на 0.1 dex рекомендованные значения. Мы получили, что эта ошибка, усредненная по всем рассмотренным 65 линиям Si I, близка к нулю. Это дало нам основание утверждать, что среднее значение НЛТР-содержания кремния в 3D-модели, полученное на основе шкалы сил осцилляторов Гуртовенко и Костыка, практически не зависит от ошибок данной шкалы.

8. Мы показали, что НЛТР-содержание кремния в трехмерной гидродинамической модели атмосферы Солнца, рассчитанное на основе «солнечной» шкалы сил осцилляторов Гуртовенко и Костыка [2], можно рассматривать как наиболее достоверное. Его среднее значение, полученное при подгонке по эквивалентным ширинам 65 линий Si I, равно $A_W^{НЛТР} = 7.549 \pm 0.016$. Среднее значение содержания кремния, найденное по их центральным глубинам, лишь на 0.009 dex меньше: $A_D^{НЛТР} = 7.540 \pm 0.028$. Эта величина хорошо согласуется с рекомендованным Гревесом и Саувалом [25] содержанием кремния в фотосфере Солнца и хондритных метеоритах CI.

Наши результаты подтверждают вывод Асплунда [7] о том, насколько важно применение реалистичных 3D-моделей солнечной грануляции для определения содержания кремния на Солнце. Однако наше значение A_{Si} оказалось на 0.04 dex выше значения, полученного Асплундом на основании практически той же 3D-модели. Причины этого связаны с пренебрежением им НЛТР-эффектов при образовании линий Si I, а также с применением экспериментальной шкалы сил осцилляторов Беккера и др. и использованием малого количества линий Si I.

Выполненное нами исследование показывает, что при учете НЛТР-эффектов в 3D-модели, использовании большего списка линий Si I и в случае применения более надежной «солнечной» шкалы сил осцилляторов Гуртовенко и Костыка никакого понижения солнечного содержания кремния, по сравнению со значением, рекомендованным Гревесом и Саувалом [25], не требуется.

1. Аллен К. У. Астрофизические величины. — М.: Мир, 1977.—446 с.
2. Гуртовенко Э. А., Костык Р. И. Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов. — Киев: Наук. думка, 1989.—200 с.

3. Сухоруков А. В., Щукина Н. Г. Солнечный спектр кремния и диагностика атмосферы Солнца // Кинематика и физика небес. тел.—2012.—**28**, № 1.—С. 45—58.
4. Сухоруков А. В., Щукина Н. Г. НЛТР-формирование солнечного спектра кремния: содержание кремния в одномерных моделях атмосферы Солнца // Кинематика и физика небес. тел.—2012.—**28**, № 4.—С. 27—48.
5. Щукина Н. Г., Сухоруков А. В. «Солнечная» шкала сил осцилляторов и определение ЛТР-содержания кремния в фотосфере Солнца // Кинематика и физика небес. тел.—2012.—**28**, № 2.—С. 3—21.
6. Anders E., Grevesse N. Abundances of the elements — Meteoritic and solar // Geochim. Cosmochim. Acta.—1989.—**53**.—P. 197—214.
7. Asplund M. Line formation in solar granulation. III. The photospheric Si and meteoritic Fe abundances // Astron. and Astrophys.—2000.—**359**.—P. 755—758.
8. Asplund M. New light on stellar abundance analyses: Departures from LTE and Homogeneity // Annu. Rev. Astron. and Astrophys.—2005.—**43**, N 1.—P. 481—530.
9. Asplund M., Grevesse N., Sauval A. J. The solar chemical composition // ASP Conf. Ser.—2005.—**336**.—P. 25—38.—(Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis / Eds F. N. Bash, T. G. Barnes).
10. Asplund M., Grevesse N., Sauval A. J., Scott P. The chemical composition of the Sun // Annu. Rev. Astron. and Astrophys.—2009.—**47**, N 1.—P. 481—522.
11. Asplund M., Ludwig H.-G., Nordlund Å., Stein R. F. The effects of numerical resolution on hydrodynamical surface convection simulations // Astron. and Astrophys.—2000.—**359**.—P. 669—681
12. Asplund M., Nordlund Å., Trampedach R., et al. Line formation in solar granulation. I. Fe line shapes, shifts and asymmetries // Astron. and Astrophys. 2000. **359**.—P. 729—742.
13. Auer L., Fabiani Bendicho P., Trujillo Bueno J. Multidimensional radiative transfer with multilevel atoms. I. ALI method with preconditioning of the rate equations // Astron. and Astrophys.—1994.—**292**.—P. 599—615.
14. Bahcall J. N., Basu S., Pinsonneault M., Serenelli A. M. Helioseismological implications of recent solar abundance determinations // Astrophys. J.—2005.—**618**, N 2.—P. 1049—1056.
15. Barklem P. S., O'Mara B. J. The broadening of $p-d$ and $d-p$ transitions by collisions with neutral hydrogen atoms // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—1997.—**290**, N 1.—P. 102—106.
16. Barklem P. S., O'Mara B. J., Ross J. E. The broadening of $d-f$ and $f-d$ transitions by collisions with neutral hydrogen atoms // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—1998.—**296**, N 4.—P. 1057—1060.
17. Basu S., Antia H. M. Constraining solar abundances using helioseismology // Astrophys. J. Lett.—2004.—**606**, N 1.—P. 85—88.
18. Becker U., Zimmermann P., Holweger H. Solar and meteoritic abundance of silicon // Geochim. et Cosmochim. Acta.—1980.—**44**.—P. 2145—2149.
19. Bello Gonzalez N., Flores Soriano M., Kneer F., et al. Acoustic waves in the solar atmosphere at high spatial resolution. II. Measurement in the Fe I 5434 Å line // Astron. and Astrophys.—2010.—**522**.—P.1—8.
20. Delbouille L., Roland G., Neven L. Photometric atlas of the solar spectrum from 3000 to 10000 Å. — Liège: L'Institut d'Astrophysique de l'Universite de Liège, 1973.
21. Drawin H. W. Zur formelmäßigen Darstellung des Ionisierungsquerschnitts für den Atom-Atomstoß und über die Ionen-Elektronen-Rekombination im dichten Neutralgas // Z. Phys.—1968.—**211**, N 4.—P. 404—417.

22. *Drawin H. W.* Influence of atom-atom collisions on the collisional-radiative ionization and recombination coefficients of hydrogen plasmas // *Z. Phys.*—1969.—**225**, N 5.—P. 483—493.
23. *Fuhr J. R., Martin G. A., Wiese W. L.* Atomic transition probabilities. Iron through Nickel // *J. Phys. and Chem. Ref. Data.*—1988.—**17**, N 4.
24. *Garz T.* Absolute oscillator strength of Si I lines between 2500 Å and 8000 Å // *Astron. and Astrophys.*—1973.—**26**.—P. 471—477.
25. *Grevesse N., Sauval A. J.* Standard solar composition // *Space Sci. Revs.*—1998.—**85**, N 1/2.—P. 161—174. (Solar Composition and Its Evolution — from Core to Corona / Eds C. Frölich, M. C. E. Huber, S. K. Solanki).
26. *Griem H. R.* Spectral line broadening by plasmas. — New York: Academic Press, Inc., 1974.—421 p.—(Pure and Applied Physics, Vol. 39).
27. *Holweger H., Müller E. A.* The photospheric barium spectrum: Solar abundance and collision broadening of Ba II lines by hydrogen // *Solar Phys.*—1974.—**39**, N 1.—P. 19—30.
28. *Khomenko E. V., Kostik R. I., Shchukina N. G.* Five-minute oscillations above granules and intergranular lanes // *Astron. and Astrophys.*—2001.—**369**.—P. 660—671.
29. *Kostik R. I., Khomenko E. V., Shchukina N. G.* Solar granulation from photosphere to low chromosphere observed in Ba II 4554 Å line // *Astron. and Astrophys.*—2009.—**506**.—P. 1405—1414.
30. *Lodders K.* Solar system abundances and condensation temperatures of the elements // *Astrophys. J.*—2003.—**591**, N 2.—P. 1220—1247.
31. *Mihalas D.* Stellar atmospheres. — 2nd ed. — San Francisco: W. H. Freeman and Co, 1978.—650 p.
32. *Shchukina N. G., Olshevsky V. L., Khomenko E. V.* The solar Ba II 4554 Å line as a Doppler diagnostic: NLTE analysis in 3D hydrodynamical model // *Astron. and Astrophys.*—2009.—**506**.—P. 1393—1404.
33. *Shchukina N., Trujillo Bueno J.* The iron line formation problem in three-dimensional hydrodynamic models of solar-like photospheres // *Astrophys. J.*—2001.—**550**, N 2.—P. 970—990.
34. *Shchukina N. G., Trujillo Bueno J.* Three-dimensional radiative transfer modeling of the polarization of the Sun's continuous spectrum // *Astrophys. J.*—2009.—**694**.—P. 1364—1378.
35. *Stein R. F., Nordlund Å.* Simulations of solar granulation // *Astrophys. J.*—1989.—**342**, N 1.—P. L95—L98.
36. *Stein R. F., Nordlund Å.* Topology of convection beneath the solar surface // *Astrophys. J.*—1998.—**499**, N 2.—P. 914—933.
37. *Trujillo Bueno J., Shchukina N. G., Asensio Ramos A.* A substantial amount of hidden magnetic energy in the quiet Sun // *Nature.*—2004.—**404**.—P. 326—329.
38. *Unsöld A.* Physik der Sternatmosphären. — 2nd ed. — Berlin: Springer, 1955.—866 p.
39. *Wedemeyer S.* Standard photospheric abundance of silicon in the Sun and in Vega // *Astron. and Astrophys.*—2001.—**373**.—P. 998—1008.

Статья поступила в редакцию 11.07.11