

УДК 523.9

Н. Г. Щукина, А. В. СухоруковГлавная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
ул. Академика Заболотного 27, Киев 03680**«Солнечная» шкала сил осцилляторов и определение
ЛТР-содержания кремния в атмосфере Солнца**

Определено ЛТР-содержание кремния в одномерных полуэмпирических моделях солнечной атмосферы HOLMUL, MACKKL и VAL, C по списку из 65 линий Si I, существенно превышающему использованные ранее. Подтвержден вывод о высоком качестве системы сил осцилляторов Э. А. Гуртовенко и Р. И. Костыка для линий Si I, основанной на подгонке солнечных эквивалентных ширин. Показано, что данная шкала смещена на +0.073 dex относительно экспериментальной шкалы Беккера и др. и на -0.026 dex относительно экспериментальной шкалы Гарц. 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. Эту разность можно интерпретировать как суммарную ошибку, вызванную выбором одномерной модели атмосферы, пренебрежением НЛТР-эффектами, игнорированием грануляции, погрешностями ван-дер-ваальсовской постоянной затухания, микротурбулентной скорости и наблюдаемой эквивалентной ширины. Исследована чувствительность полученного значения ЛТР-содержания кремния к входным параметрам. Показано, что экспериментальная шкала Беккера и др. и смещенная «солнечная» шкала дают практически одинаковое содержание. Суммарная средняя квадратичная ошибка содержания, вызванная погрешностями эквивалентных ширин и микротурбулентной скорости, составила 0.02 dex. Использование для описания ван-дер-ваальсовской постоянной затухания полуклассической теории Ансти, Барклема и О'Мары приводит к появлению корреляции содержания, полученного по линиям Si I, с эквивалентной шириной. В случае классического приближения Унзольда с поправочным множителем $E = 1.5$ такой корреляции нет. В среднем различия содержаний, полученных с помощью указанных

приближений, не превышают 0.03 dex. При $E = 1.5$ ЛТР-содержание кремния, рассчитанное в модели HOLMUL с «солнечными» силами осцилляторов, привязанными к экспериментальной шкале Беккера и др., равно 7.594 ± 0.015 , в то время как в модели VAL, C — 7.623 ± 0.021 .

«СОНЯЧНА» ШКАЛА СИЛ ОСЦИЛЛЯТОРІВ ТА ВИЗНАЧЕННЯ ЛТР-ВМІСТУ КРЕМНІЮ В АТМОСФЕРІ СОНЦЯ, Щукіна Н. Г., Сухоруков А. В. — Визначено ЛТР-вміст кремнію в одновимірних напівемпіричних моделях сонячної атмосфери HOLMUL, MACKKL та VAL, C по списку із 65 ліній Si I, який істотно переважає застосовані раніше. Підтверджено висновок про високу якість системи сил осциляторів Е. А. Гуртовенка та Р. І. Костика для ліній Si I, що отримана підгонкою сонячних еквівалентних ширин. Показано, що дана шкала зміщена на $+0.073$ dex відносно експериментальної шкали Беккера та ін. і на -0.026 dex відносно експериментальної шкали Гарц. Різниця між «сонячною» та експериментальними шкалами сил осциляторів практично не залежить ні від потенціалу збудження нижнього рівня, ні від довжини хвилі, ні від еквівалентної ширини. Цю різницю можна інтерпретувати як сумарну похибку, викликану вибором одновимірної моделі атмосфери, нехтуванням НЛТР-ефектами, ігноруванням грануляції, похибками ван-дер-ваальсівської сталої затухання, мікротурбулентної швидкості та спостережуваної еквівалентної ширини. Досліджено чутливість отриманого значення ЛТР-вмісту кремнію до вхідних параметрів. Показано, що експериментальна шкала Беккера та ін., а також зміщена «сонячна» шкала дають практично однакове значення вмісту. Знайдено, що сумарна середня квадратична похибка вмісту, викликана похибками еквівалентних ширин та мікротурбулентної швидкості, складає 0.02 dex. Застосування напівкласичної теорії Ансті, Барклема та О'Мари до опису ван-дер-ваальсівської сталої згасання призводить до появи кореляції значень вмісту, отриманих по лініях Si I, з еквівалентною шириною. Для випадку класичного наближення Унзольда з поправковим множником $E = 1.5$ такої кореляції немає. В середньому відмінності значень вмісту, викликані застосуванням вказаних наближень, не перевищують 0.03 dex. При $E = 1.5$ ЛТР-вміст кремнію, розрахований у моделі HOLMUL з «сонячними» силами осциляторів, прив'язаними до експериментальної шкали Беккера та ін., дорівнює 7.594 ± 0.015 , в той час як для моделі VAL, C він трохи вищий — 7.623 ± 0.021 .

“SOLAR” OSCILLATOR STRENGTH SCALE AND DETERMINATION OF THE LTE SILICON ABUNDANCE IN THE SOLAR ATMOSPHERE, by Shchukina N. G., Sukhorukov A. V. — We derived the LTE abundance of silicon from 65 lines of Si I using one-dimensional semi-empirical models of the solar atmosphere HOLMUL, MACKKL and VAL, C. The sample of the lines is considerably larger than previously exploited. We confirmed a

reliability of the solar oscillator strength scale of Gurtovenko and Kostik for Si I lines which is obtained from fitting to the observed equivalent widths. We show that this scale is displaced from the experimental scales derived by Becker et al. and Garz by +0.073 dex and -0.026 dex, respectively. The differences between solar and experimental oscillator strengths of individual Si I lines do not depend on their lower excitation potentials, wavelengths and equivalent widths. Such a shift of the solar scale results mainly from ignoring NLTE and granulation inhomogeneity effects, from the choice of the one-dimensional atmospheric model, from uncertainties of the broadening damping constant, microturbulence and observed equivalent widths. We investigated the effect of changes in the various input parameters on the fitted LTE-abundance. It is shown that both the experimental oscillator strength scale of Becker et al. and solar one shifted by +0.073 dex produce almost the same silicon abundance. The total rms error of the abundance which is caused by errors in equivalent widths and microturbulence velocity is 0.02 dex. Employing semi-classical theory of Anstee, Barklem and O'Mara for determination of van der Waals broadening produces a trend with line strength in the abundances fitted from Si I lines. It is cancelled when using Unsöld equation multiplied by an enhancement factor of $E = 1.5$. The average value of the abundance difference caused by different damping treatment does not exceed 0.03 dex. With HOLMUL model, $E = 1.5$, and solar oscillator strengths attached to the experimental scale of Becker et al., the derived silicon LTE-abundance equals 7.594 ± 0.015 , while with VAL,C model it is 7.623 ± 0.021 .

ВВЕДЕНИЕ

Обзор литературы, выполненный нами в работе [3], свидетельствует о ряде нерешенных проблем, касающихся формирования солнечного спектра кремния и определения его содержания на Солнце. В первую очередь это касается сил осцилляторов спектральных линий. Выбор той или иной шкалы сил осцилляторов является решающим при выяснении вопроса, «низкое» или «высокое» содержание кремния на Солнце. Другая проблема связана с постоянной затухания ϵ , описывающей ван-дер-ваальсовское уширение линий вследствие столкновений с нейтральными атомами водорода. Эта постоянная в числе других параметров определяет контуры и интенсивности спектральных линий и в той или иной степени влияет на результаты определения содержания.

Цель данной работы — переопределить ЛТР-содержание кремния в одномерных плоско-параллельных моделях солнечной атмосферы с учетом современных представлений о точности шкал сил осцилляторов и теории уширения линий вследствие столкновений. В рамках данного исследования мы намерены решить две основные задачи.

Во-первых, отобрать для определения содержания существенно большее по сравнению с предыдущими работами количество линий

Si I, что позволит увеличить достоверность полученных результатов. Во-вторых, сравнить эмпирическую шкалу осцилляторов Э. А. Гуртовенко и Р. И. Костыка [2] со считающейся на сегодня наиболее надежной экспериментальной шкалой Беккера и др. [11] и выяснить, насколько велики погрешности «солнечных» сил осцилляторов линий Si I, вызванные выбором одномерной модели атмосферы, пренебрежением НЛТР-эффектами, игнорированием грануляции, погрешностями постоянной затухания τ_0 , микротурбулентной скорости и наблюдаемой эквивалентной ширины. Полученные данные должны составить основу для последующего определения НЛТР-содержания кремния на базе одномерных и трехмерных моделей солнечной атмосферы.

МЕТОД И ВХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Метод. Мы определили ЛТР-содержание кремния путем численного моделирования линий Si I в одномерной среде. В основе такого моделирования лежит формальное решение системы уравнений переноса излучения методом коротких характеристик Ауэра и Палету [8].

Расчеты проводились в приближении полного перераспределения излучения в линиях. Значения содержания A_{Si} находились путем подгонки наблюдаемых эквивалентных ширин W линий Si I к теоретическим значениям. Несомненным преимуществом нашего подхода при определении содержания в одномерных моделях в отличие от подхода, основанного на подгонке профилей линий, является возможность избежать использования такого свободного параметра, как макротурбулентная скорость V_{ma} .

Линии Si I и силы осцилляторов, использованные при определении содержания кремния, приведены в таблице. Ниже под термином «сила осциллятора» мы будем понимать величину $lggf$. Наш список содержит 65 линий Si I. Наблюдаемые эквивалентные ширины W и силы осцилляторов $lggf_W$ взяты из работы Гуртовенко и Костыка [2]. Силы осцилляторов увеличены на +0.073 dex с целью привязки к экспериментальной шкале сил осцилляторов Беккера и др. [11]. Линии, для которых имеются экспериментальные значения $lggf$, отмечены звездочками. Величина E — множитель к ван-дер-ваальсовской постоянной затухания, при котором приближение Унзольда [1, 29] дает значения τ_0 , близкие к полученным на основании теории АВО [5, 6, 9, 10]. Крестиками отмечены линии, для которых имеются необходимые для расчета с помощью этой теории данные.

При отборе линий мы пользовались несколькими критериями. Мы исключили из рассмотрения сильно блендированные линии. В списке отсутствуют сильные инфракрасные линии Si I с длиной волны $\lambda > 1$ мкм, поскольку для них нет надежных значений сил осцилляторов. По разным данным разброс значений $lggf$ для этих линий достигает 0.2 dex [12, 28]. В нашем списке отсутствуют линии Si I, для которых единственным источником информации о силах осцилляторов явля-

Линии Si I, по которым определялось содержание кремния (звездочками отмечены линии, для которых имеются экспериментальные значения I_{ggf} , крестиками — линии, для которых имеются данные, необходимые для расчета с помощью теории АВО)

λ , нм	I_{ggf} [2]	EPL , эВ	W , пм [2]	Переход	E
551.7533	2.417	5.08	1.41	$4s^1P_1^o \rightarrow 4f^3D_2$	2.50
562.1608	2.577	5.08	1.02	$4s^1P_1^o \rightarrow 4f^3F_2$	2.50
562.2220	3.037	4.93	0.51	$4s^3P_1^o \rightarrow 5p^3S_1$	2.50
564.5613 ⁺ *	2.057	4.93	3.52	$4s^3P_1^o \rightarrow 5p^3P_2$	2.72
566.5555 ⁺ *	1.997	4.92	3.92	$4s^3P_0^o \rightarrow 5p^3P_1$	2.65
569.0426 ⁺ *	1.747	4.93	5.38	$4s^3P_1^o \rightarrow 5p^3P_1$	2.65
570.1104 ⁺ *	1.977	4.93	3.94	$4s^3P_1^o \rightarrow 5p^3P_0$	2.65
577.2146 ⁺ *	1.677	5.08	5.26	$4s^1P_1^o \rightarrow 5p^1S_0$	2.82
579.3073 ⁺ *	1.907	4.93	4.35	$4s^3P_1^o \rightarrow 5p^3D_2$	2.64
587.3764	2.937	4.93	0.65	$4s^3P_1^o \rightarrow 5p^1P_1$	2.50
594.8541 ⁺ *	1.157	5.08	8.62	$4s^1P_1^o \rightarrow 5p^1D_2$	2.72
606.7624	3.137	5.08	0.33	$4s^1P_1^o \rightarrow 5p^3P_2$	2.50
612.5021	1.587	5.61	2.93	$3p^3D_1^o \rightarrow 5f^3D_2$	2.50
613.1852	1.647	5.62	2.57	$3p^3D_2^o \rightarrow 5f^3D_3$	2.50
614.2483	1.407	5.62	3.85	$3p^3D_3^o \rightarrow 5f^3D_3$	2.50
614.5016	1.367	5.62	4.14	$3p^3D_2^o \rightarrow 5f^3G_3$	2.50
623.7319	1.047	5.61	6.35	$3p^3D_1^o \rightarrow 5f^3F_2$	2.50
624.3815	1.267	5.62	4.80	$3p^3D_2^o \rightarrow 5f^3F_3$	2.50
624.4466	277	5.62	4.73	$3p^3D_2^o \rightarrow 5f^1F_3$	2.50
658.3708	1.607	5.95	1.62	$4p^3D_1 \rightarrow 7d^3F_2^o$	2.50
672.1848	1.077	5.86	4.77	$4p^1P_1 \rightarrow 6d^1D_2^o$	2.50
674.1629*	1.577	5.98	1.65	$4p^3D_3 \rightarrow 8s^3P_2^o$	2.50
684.8580	1.617	5.86	1.88	$4p^1P_1 \rightarrow 7s^1P_1^o$	2.50
700.3569	0.767	5.9	6.58	$4p^3D_2 \rightarrow 6d^3F_3^o$	2.50
701.7653	1.157	5.87	4.19	$3d^1D_2^o \rightarrow 5f^3D_3$	2.50
703.4901*	0.747	5.87	7.22	$3d^1D_2^o \rightarrow 5f^3G_3$	2.50
720.8222	2.377	5.62	0.62	$3p^3D_3^o \rightarrow 4f^1D_2$	2.50
722.6208*	1.447	5.61	3.85	$3p^3D_1^o \rightarrow 4f^3D_2$	2.50
723.5330	1.447	5.62	3.86	$3p^3D_2^o \rightarrow 4f^3D_2$	2.50
728.5971	2.167	5.96	0.50	$4p^3D_2 \rightarrow 7s^3P_2^o$	2.50
739.5520	1.827	5.95	1.10	$4p^3D_1 \rightarrow 7s^3P_0^o$	2.50
740.5772 ⁺	0.637	5.61	9.95	$3p^3D_1^o \rightarrow 4f^3F_2$	2.64
741.5949 ⁺	-0.597	5.62	10.26	$3p^3D_2^o \rightarrow 4f^1F_3$	2.64
745.5376	-1.987	5.96	0.75	$4p^3D_2 \rightarrow 5d^3D_1^o$	2.50
768.0267 ⁺ *	-0.487	5.86	9.80	$4p^1P_1 \rightarrow 5d^1D_2^o$	2.35
768.8396	-1.557	6.19	1.26	$3d^3F_3^o \rightarrow 6f^3F_4$	2.50
779.9990	-0.687	6.18	6.04	$3d^3F_2^o \rightarrow 6f^1F_3$	2.50
782.1754	-2.267	6.08	0.33	$4p^3P_1 \rightarrow 5d^3P_2^o$	2.50
784.9967	-0.697	6.19	6.15	$3d^3F_3^o \rightarrow 6f^3G_4$	2.50

λ , нм	$\lg gf_w$ [2]	EPL , эВ	W , пм [2]	Переход		E
791.2389	-1.627	6.10	1.32	$4p^3P_2$	$7s^3P_2^o$	2.50
791.8384 ⁺ *	-0.507	5.95	9.07	$4p^3D_1$	$5d^3F_2^o$	3.00
792.5852	-1.327	6.22	1.93	$4p^1D_2$	$6d^1F_3^o$	2.50
793.2348 ⁺ *	-0.427	5.96	9.78	$4p^3D_2$	$5d^3F_3^o$	3.02
797.5578	-2.017	6.08	0.59	$4p^3P_1$	$7s^3P_1^o$	2.50
800.9379	-2.197	6.13	0.36	$4p^3S_1$	$7s^1P_1^o$	2.50
803.5618	-1.347	5.98	2.78	$4p^3D_3$	$5d^3F_3^o$	2.50
823.0636	-1.987	5.62	1.61	$3p^3D_3^o$	$5p^3P_2$	2.50
831.7394	-2.527	5.61	0.53	$3p^3D_1^o$	$5p^3P_0$	2.50
833.8330	-1.747	5.86	1.70	$4p^1P_1$	$6s^3P_1^o$	2.50
844.3970 ⁺	-1.327	5.87	3.59	$3d^1D_2^o$	$4f^1D_2$	2.65
849.2078	-2.167	5.86	7.2	$4p^1P_1$	$4d^3D_1^o$	2.50
851.0246	-1.807	6.18	8.4	$3d^3F_2^o$	$5f^3D_2$	2.50
857.9092	-2.187	5.98	5.5	$4p^3D_3$	$5d^3P_2^o$	2.50
859.5960	-0.837	6.19	51.4	$3d^3F_3^o$	$5f^3G_4$	2.50
859.7051	-1.137	6.19	31.6	$3d^3F_3^o$	$5f^3G_3$	2.50
874.2446 ⁺	-0.487	5.87	104.4	$3d^1D_2^o$	$4f^3F_3$	2.54
875.2007 ⁺	-0.297	5.87	124.8	$3d^1D_2^o$	$4f^1F_3$	2.53
876.6418	-1.717	5.96	16.0	$4p^3D_2$	$6s^3P_2^o$	2.50
888.3685	-1.767	5.95	15.0	$4p^3D_1$	$6s^3P_1^o$	2.50
889.2720	0.717	5.98	76.9	$4p^3D_3$	$6s^3P_2^o$	2.50
892.5295	1.357	5.95	32.0	$4p^3D_1$	$6s^3P_0^o$	2.50
894.9092	1.097	5.96	47.9	$4p^3D_2$	$6s^3P_1^o$	2.50
968.9386	1.017	6.10	49.0	$4p^3P_2$	$6s^3P_2^o$	2.50
983.9329	1.647	6.08	17.0	$4p^3P_1$	$6s^3P_0^o$	2.50
989.1725	1.367	6.13	27.0	$4p^3S_1$	$6s^3P_2^o$	2.50

ются данные Куруча и Пейтремана [23]. Известно [18, 28], что разброс значений содержания разных химических элементов, найденных на основе данной системы сил осцилляторов, может превышать 1 dex. По этой же причине мы отказались от использования сил осцилляторов из базы данных NIST [<http://physics.nist.gov/asd>, 2010, October 28].

На сегодня наиболее надежными для линий Si I считаются экспериментальные значения сил осцилляторов Гарц [16] и Беккера и др. [11]. Обе шкалы привязаны к абсолютным вероятностям переходов ультрафиолетовых линий Si I, найденным на основе лабораторных измерений времени жизни их верхнего уровня $4s^3P^o$. Разное время жизни этого уровня, полученное в указанных работах, дает систематический сдвиг на +0.1 dex шкалы сил осцилляторов Беккера и др. отно-

нительно шкалы Гарца. Список линий Si I, приведенный в последней работе, содержит 22 линии в оптическом и ближнем инфракрасном диапазоне спектра ($\lambda > 500$ нм), из которых для определения фотосферного содержания кремния используют обычно 18 или 19 линий [7, 32]. Очевидно, что для получения более достоверных результатов было бы желательным существенно расширить список линий, предназначенных для такого определения.

В нашей работе мы реализовали эту идею, обратившись к «солнечной» шкале сил осцилляторов Э. А. Гуртовенко и Р. И. Костыка [2]. Данная шкала основана на высокоточных спектральных наблюдениях, выполненных на монохроматорах двойной дифракции Главной астрономической обсерватории Украины и обсерватории Юнгфрау-Йох [14] с высоким спектральным разрешением ($R = 500000$ и 10000000 соответственно). В работах [12, 15] «солнечная» шкала сил осцилляторов [2] считается одной из самых надежных, полученной с очень высокой внутренней точностью. Несомненным достоинством работы [2] является обширный список из 86 линий Si I разной интенсивности для большого диапазона длин волн ($\lambda = 462.7\text{—}989.2$ нм) и потенциалов возбуждения нижнего уровня (4.93—6.22 эВ). Напомним, что силы осцилляторов $\lg gf$ из данного списка определялись в ЛТР-приближении двумя способами: путем подгонки к наблюдаемым центральным глубинам D и эквивалентным ширинам W линий. При этом расчет постоянной затухания τ_6 проводился по классической формуле Унзоляда с поправочным множителем $E = 1.5$, а значение содержания кремния принималось равным $A_{\text{Si}} = 7.64$, что превышает на 0.1 dex общепринятое «солнечное» содержание кремния [4, 24].

Из-за пренебрежения НЛТР-эффектами и эффектами, вызванными неоднородной структурой атмосферы, полученные значения сил осцилляторов могут искажаться систематическими ошибками, связанными с разной чувствительностью выбранных линий к указанным эффектам. Кроме того, значения $\lg gf_W$ могут оказаться завышенными из-за применения при расчете постоянной затухания τ_6 классической теории Унзоляда [1, 29], дающей более низкие, чем полуклассическая теория Ансти, Барклема и О'Мары [5, 6, 9, 10] (т. н. теория АВО), значения τ_6 . При этом с увеличением эквивалентных ширин линий Si I данный эффект усиливается. Еще одним источником ошибок найденных сил осцилляторов являются погрешности наблюдаемых значений W и D , микро- и макротурбулентных скоростей, фотосферного содержания кремния и термодинамических параметров одномерных моделей атмосферы, используемых при моделировании профилей данных линий.

Косвенным доказательством наличия систематических ошибок служат данные, приведенные на рис. 1, где для 65 линий Si I из нашей таблицы показаны разности сил осцилляторов $\lg gf_{WD} = \lg gf_W - \lg gf_D$, вычисленными Гуртовенко и Костыком [2] по эквивалентной ширине и центральной глубине. Обращает на себя внимание зависимость этой

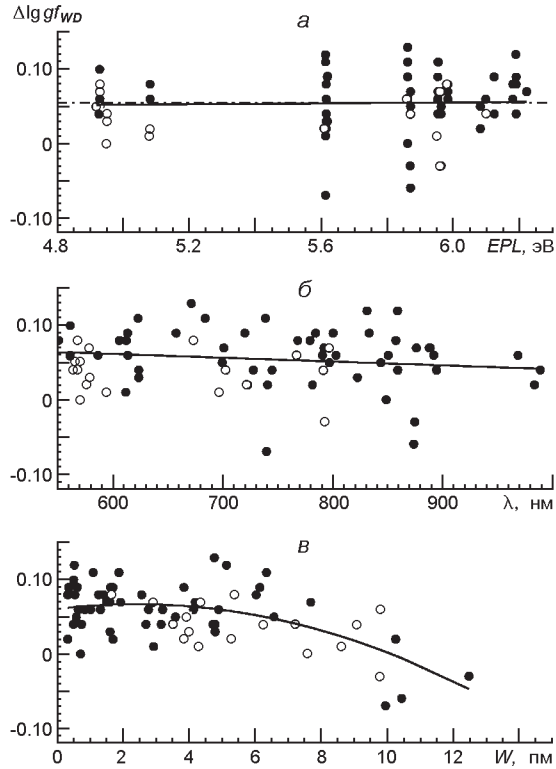


Рис. 1. Разности $\lg gf_{WD} = \lg gf_W - \lg gf_D$ между «солнечными» силами осцилляторов 65 линий Si I (см. таблицу), в зависимости от потенциала возбуждения EPL (а), длины волны (б) и наблюдаемой эквивалентной ширины W (в). Светлые кружки — 18 линий Si I, общих в списках [2] и [16]. Средняя разность $\langle \lg gf_{WD} \rangle = 0.055 \text{ dex}$

разности от эквивалентной ширины (рис. 1, в) и фактическое отсутствие зависимости от потенциала возбуждения и длины волны рассмотренных линий (рис. 1, а, б). В среднем разброс значений $\lg gf_{WD}$ составляет 0.055 dex. Представленную на рис. 1, в зависимость можно качественно объяснить, если принять во внимание, что эффекты отклонения от ЛТР увеличиваются с силой линий, при этом чувствительность эквивалентных ширин к ним оказывается меньше, чем для центральных глубин [22, 27]. В результате значения $\lg gf_{WD}$ с увеличением W будут сначала уменьшаться, а потом станут отрицательными. Кроме того, аналогичным образом могут вести себя разности $\lg gf_{WD}$, вызванные пренебрежением неоднородной структурой атмосферы. Различия между силами осцилляторов $\lg gf_W$ и $\lg gf_D$ можно частично скомпенсировать увеличением постоянной затухания ϵ .

Показанные на рис. 1 зависимости позволяют оценить лишь относительную погрешность сил осцилляторов $\lg gf_W$ и $\lg gf_D$. Для оценки их абсолютных погрешностей необходимо сравнить «солнечные» значения с надежными экспериментальными данными. Мы выполнили такое сравнение для 18 линий Si I, являющихся общими в списках линий Э. А. Гуртовенко и Р. И. Костыка [2] (ГК) и Гарц [16]. Оказалось, что

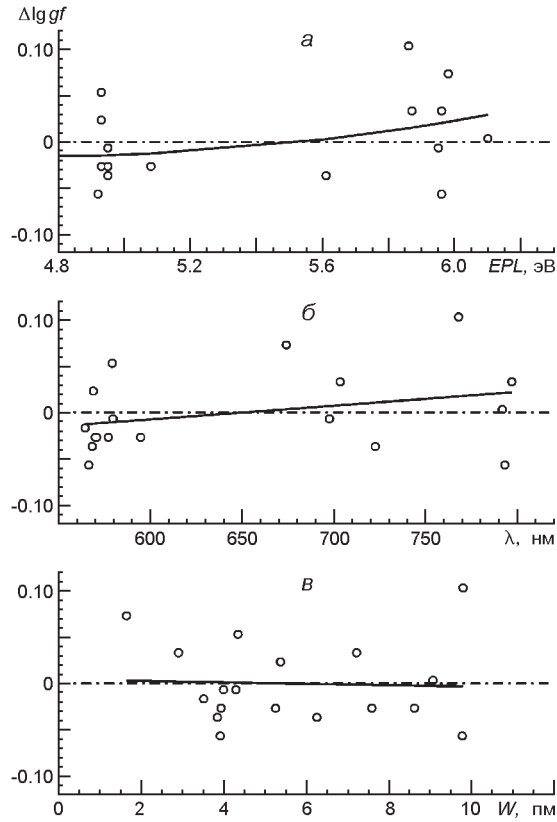


Рис. 2. Разности $\lg gf = \lg gf_W^{(GK)} + 0.073 \text{ dex} - \lg gf^{(Becker)}$ между «солнечными» силами осцилляторов [2] и экспериментальными силами осцилляторов [16], привязанными к шкале [11], для 18 общих линий Si I. Средняя разность $\langle \lg gf \rangle = 0$

средняя разность между экспериментальными данными [16] и значениями $\lg gf_W$ равна -0.026 dex . Различия со шкалой Беккера и др. [11] (Becker) существенно больше: $+0.073 \text{ dex}$.

На рис. 2 показаны разности $\lg gf = \lg gf_W^{(GK)} - \lg gf^{(Becker)}$ между увеличенными на 0.073 dex «солнечными» силами осцилляторов $\lg gf_W$ и экспериментальными силами осцилляторов [16], привязанными к шкале Беккера и др. [11]. Видно, что указанные разности между силами осцилляторов для отдельных линий изменяются от линии к линии, но при этом в среднем разность не зависит от эквивалентной ширины, и очень слабо зависит от потенциала возбуждения нижнего уровня и длины волны. Эту разность можно интерпретировать как суммарную ошибку «солнечных» сил осцилляторов линий Si I, вызванную выбором одномерной модели атмосферы, пренебрежением НЛТР-эффектами, игнорированием грануляции, погрешностями постоянной затухания ϵ_6 , микротурбулентной скорости и наблюдаемой эквивалентной ширины.

Таким образом, шкалу осцилляторов [2] для линий Si I, основанную на подгонке солнечных эквивалентных ширин, легко привязать к

экспериментальной шкале Беккера и др. путем увеличения «солнечных» значений $\lg gf_W$ на постоянную величину $+0.073$ dex. Для согласования с экспериментальной шкалой [16] «солнечные» значения $\lg gf_W$ должны быть уменьшены на -0.026 dex. Эту разность можно интерпретировать как сумму ошибок экспериментальной и «солнечной» шкал сил осцилляторов линий Si I. При этом основным источником ошибок в первом случае являются погрешности измерения времени жизни верхнего уровня $4s^3P^o$ линий Si I. Во втором случае ошибки — результат совместного действия нескольких причин. К их числу относятся пренебрежение НЛТР-эффектами, игнорирование неоднородной структуры атмосферы Солнца (т. н. 3D-эффекты), погрешностями постоянной затухания δ , микротурбулентной скорости и наблюдаемой эквивалентной ширины. Кроме того, «солнечные» значения сил осцилляторов зависят от выбора одномерной модели и принятого содержания кремния.

Из сравнения рис. 1, в и рис. 2, в следует, что в отличие от сил осцилляторов $\lg gf_W$, силы осцилляторов $\lg gf_D$, полученные путем подгонки к наблюдаемым центральным глубинам D , привязать к экспериментальными данным путем смещения на некоторую постоянную величину вряд ли удастся, поскольку они зависят от эквивалентной ширины линий. Кроме того, значения $\lg gf_D$ чувствительны к выбору макротурбулентной скорости. В связи с этим далее мы использовали лишь силы осцилляторов $\lg gf_W$.

Итак, использование «солнечной» шкалы сил осцилляторов $\lg gf_W$ [2] имеет следующие преимущества.

1. Данная шкала позволяет определять содержание кремния A_{Si} для существенно большего, чем в предыдущих исследованиях, количества линий Si I.

2. Указанную шкалу легко привязать к экспериментальной шкале [11] или [16] добавив к величине $\lg gf_W + 0.073$ dex или -0.026 dex соответственно.

3. В работе [2] приведены наблюдаемые эквивалентные ширины W линий Si I, что позволяет находить значения A_{Si} путем подгонки к ним теоретических значений W .

Здесь мы ограничились определением содержания кремния лишь по линиям Si I. Во-первых, в оптическом диапазоне спектра есть только три сравнительно чистые линии Si II: 5978.9, 6347.10 и 6371.37 нм. Такой набор линий совершенно недостаточен, поскольку указанные линии дают большой разброс содержаний между 0.06 и 0.12 dex [7, 28, 32]. Во-вторых, между экспериментальными [11] и «солнечными» силами осцилляторов [2] данных линий обнаруживаются серьезные расхождения (-0.1 dex для 634.710 нм), что связано, по-видимому, с ошибками в $\lg gf_W$, возникающими из-за пренебрежения НЛТР-эффектами. Косвенным подтверждением этому служит большое значение разности $\lg gf_W - \lg gf_D = 0.26$ dex. Отметим, что экспериментальными значениями $\lg gf$ [11] и откорректированные значения

[16] согласуются лучше (+0.05 dex для 634.710 нм и –0.02 dex для 637.137 нм), но не настолько, чтобы пренебречь этими различиями.

Коэффициент поглощения в линиях Si I и Si II описывался фойгтовским профилем. В качестве основных механизмов, вызывающих уширение линий кремния, были рассмотрены ван-дер-ваальсовское взаимодействие с атомами водорода и гелия, затухание излучения и квадратичный эффект Штарка. Чтобы оценить, как выбор того или иного приближения при расчете данного уширения влияет на определение содержания кремния, мы рассмотрели два случая. В первом из них ван-дер-ваальсовская постоянная затухания γ_6 находилось на основании полуклассической теории АВО (Ансти, Барклема и О'Мары) [5, 6, 9, 10]. Наш список содержит 15 линий, для которых можно провести расчеты γ_6 на основании этой теории. Для оставшихся линий Si I мы применили классическую формулу Унзольда [1, 29] с множителем $E = 2.5$, при котором данная формула дает значения γ_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.

Для расчета уширения, обусловленного затуханием вследствие излучения, использовалась классическая постоянная затухания γ_{rad} [26]. Штарковское уширение γ_4 вычислялось по формуле Грима [17].

При расчете **коэффициента поглощения в континууме** были учтены следующие источники непрозрачности: связанно-свободное и свободно-свободное поглощение атомами H⁻ и H I, связанно-свободное поглощение металлами (C, Mg, Al, Si, Fe), свободно-свободное поглощение молекулами H₂, рэлеевское рассеяние на атомах водорода и томпсоновское рассеяние на электронах. Мы приняли во внимание дополнительный источник непрозрачности, создаваемый в УФ-диапазоне солнечного спектра «частоколом» линий. Учет частоккола был выполнен по методу, описание которого можно найти в работе [13].

Одномерные модели солнечной атмосферы. Мы рассчитали ЛТР-содержание кремния для трех одномерных полуэмпирических моделей солнечной атмосферы HOLMUL [19], MACKKL [25] и VAL,C [30, 31] с целью выяснить, как разная температурная структура этих моделей влияет на определение содержания. Напомним, что модель HOLMUL является стандартной моделью, рассчитанной в приближении лучистого равновесия и ЛТР. Модель относится к классу «горячих» моделей фотосферы, как и модель MACKKL, со значением температуры в области температурного минимума $T_{\min} = 4500$ К. В отличие от HOLMUL, модели MACKKL и VAL,C имеют хромосферу, при этом модель VAL,C характеризуется более низким значением температуры $T_{\min} = 4170$ К.

Поле скоростей. Вопрос о величине микротурбулентной скорости V_{mi} в одномерных моделях, вызывающих уширение спектральных линий, неоднократно обсуждался [2, 20—22, 33]. Типичные значения V_{mi} в области фотосферы, где формируются рассматриваемые линии,

заклучены в пределах 0.8—1.0 км/с. Мы оценили погрешности определения содержания кремния, сравнив значения A_{Si} , полученные для этих двух значений V_{mi} .

Наблюдаемые эквивалентные ширины W были взяты из работы [2]. Их ошибки измерения составляют в среднем около 3 %. Именно эту величину мы и использовали для определения чувствительности содержания A_{Si} к погрешностям W .

РЕЗУЛЬТАТЫ

ЛТР-содержание кремния. Мы использовали астрономическую логарифмическую шкалу при определении содержания кремния $A_{\text{Si}} = \lg(n_{\text{Si}}/n_{\text{H}}) + 12$, где $n_{\text{Si}}/n_{\text{H}}$ — отношение числа атомов кремния к числу атомов водорода. На рис. 3, *a—в* показаны значения ЛТР-содержания кремния $A_{\text{Si}}^{\text{ЛТР}}$ в модели HOLMUL, определенные для 65 линий Si I из нашего списка (см. таблицу). Данные построены в виде зависимостей от потенциала возбуждения нижнего уровня, длины волны и наблюдаемой эквивалентной ширины линий. Мы рассчитали их со следующими параметрами: в качестве сил осцилляторов были взяты «солнечные» $\lg gf_{\text{W}}$, привязанные к экспериментальной шкале [11]; постоянная затухания γ_6 находилась по классической формуле Унзольда с поправочным множителем $E = 1.5$; значение микротурбулентной скорости равно $V_{\text{mi}} = 1$ км/с.

Как видно из рис. 3, *a*, величина $A_{\text{Si}}^{\text{ЛТР}}$ не коррелирует с потенциалом возбуждения нижнего уровня. В то же время для нее характерно слабое увеличение с длиной волны (рис. 3, *б*) и явно выраженное увеличение с эквивалентной шириной (рис. 3, *в*). Наибольшее содержание дают сильные высоковозбужденные линии Si I (в основном с $W > 9$ пм и $5.6 < EPL < 6$ эВ) из ближнего ИК-диапазона ($\lambda > 700$ нм). В первую очередь к ним относятся линии 740.5772, 741.5949, 768.0267, 791.8384, 793.2448, 874.2446, 875.2007 нм. Среднее значение содержания кремния, рассчитанное для указанных выше значений параметров, равно $\langle A_{\text{Si}}^{\text{ЛТР}} \rangle = 7.594 \pm 0.015$. Малое среднее квадратичное отклонение от среднего значения можно рассматривать как свидетельство в пользу достоверности полученного результата.

Погрешности определения содержания кремния. К появлению зависимости $A_{\text{Si}}^{\text{ЛТР}}$ от эквивалентной ширины могут привести несколько причин. Среди них: неучет НЛТР-эффектов и 3D-структуры атмосферы, погрешности сил осцилляторов, заниженное значение постоянной затухания γ_6 , погрешности наблюдаемых эквивалентных ширин, микротурбулентной скорости и термодинамических параметров одномерной модели атмосферы. Рассмотрению вопроса о роли НЛТР- и 3D-эффектов при определении содержания кремния мы намерены посвятить отдельное исследование. Здесь же мы остановимся подробнее на остальных причинах.

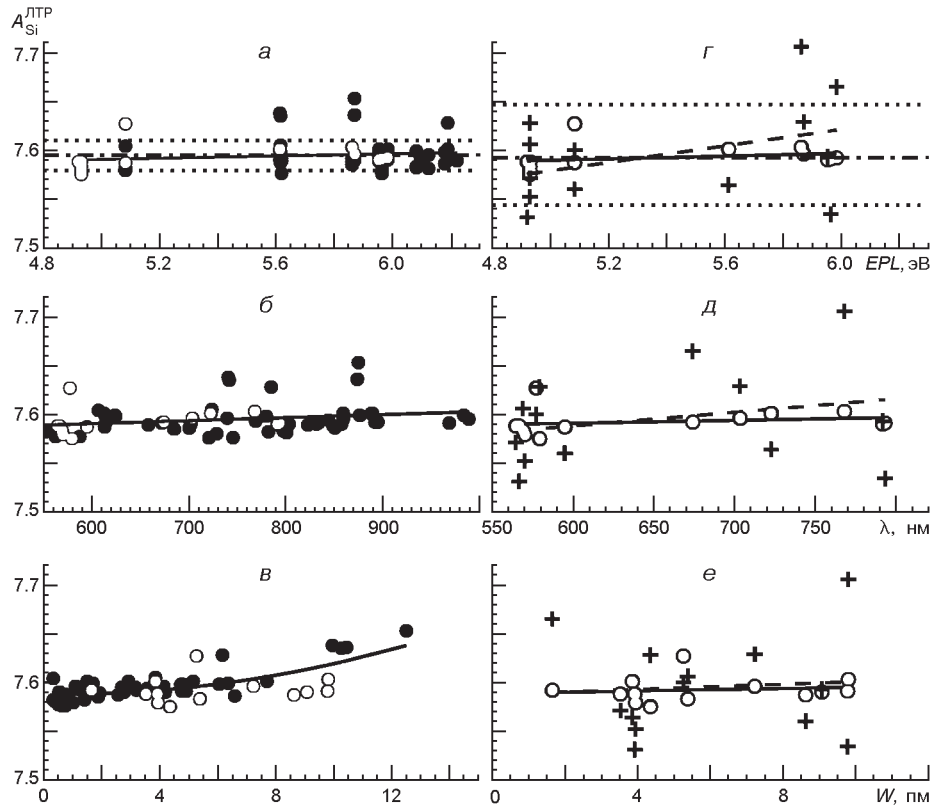


Рис. 3. Зависимость значений ЛТР-содержания кремния $A_{Si}^{ЛТР}$ в фотосфере Солнца от потенциала возбуждения EPL (a, c), длины волны (b, d) и наблюдаемой эквивалентной ширины W (e, f) линий в рамках модели атмосферы HOLMUL. Сплошные и пунктирные линии — среднее значение содержания и среднее квадратичное отклонение; a, b, e — данные для нашего списка из 65 линий; c, d, f — данные для 13 линий Si I, являющихся общими для нашего списка и списка [16]. Черные и светлые кружки — значения $A_{Si}^{ЛТР}$, вычисленные по значениям $lggf_W$ [2], привязанным к шкале [11], крестики — по значениям $lggf$ [16], привязанным к шкале [11]

Мы попытались учесть эффект, создаваемый погрешностями сил осцилляторов, путем привязки «солнечных» сил осцилляторов $lggf_W$ к считающейся на сегодня наиболее надежной экспериментальной шкале [11]. Тем не менее, слабая зависимость $lggf$ от длины волны и потенциала возбуждения, видная на рис. 2, a, b , свидетельствует о том, что полностью устранить ошибки $lggf_W$ не удастся. Среди отобранных нами 65 линий Si I имеется 13 линий, для которых в работе [16] приведены экспериментальные силы осцилляторов (в таблице отмечены крестиками). Наличие таких общих линий позволяет оценить погрешность содержания кремния, обусловленную использованием откорректированных «солнечных» сил осцилляторов $lggf_W$ [2] взамен экспериментальных значений $lggf$. На рис. 3, $c-e$ мы приводим результаты такой оценки. Из сравнения данных для 13 общих линий Si I следует, что погрешности содержания, обусловленные использованием разных шкал сил осцилляторов, пренебрежимо малы. Различия

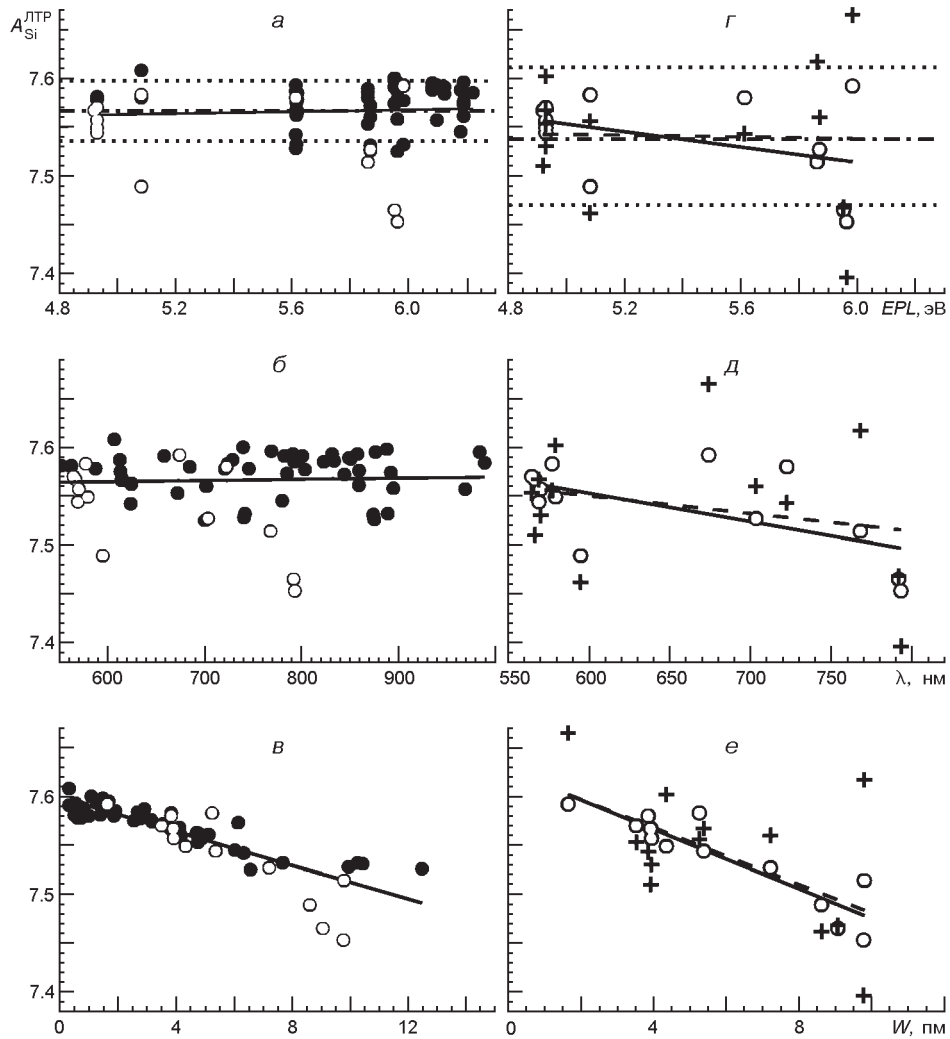
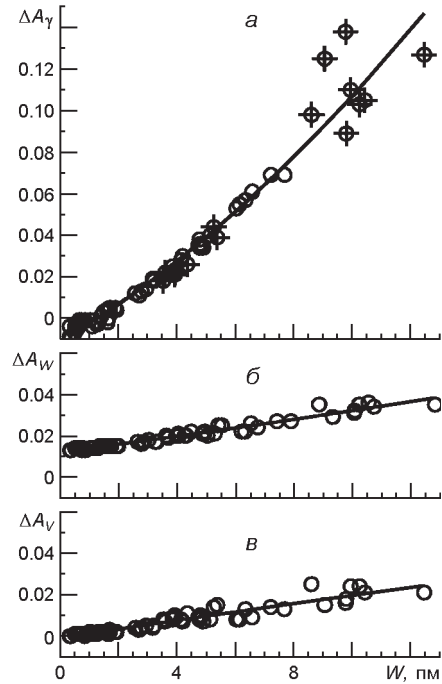


Рис. 4. То же, что на рис. 3, для постоянной затухания γ_6 , рассчитанной по теории АВО [5, 6, 9, 10]

ЛТР-содержаний для рассмотренных двух случаев составляют лишь 0.003 dex. Обращает на себя внимание, что при использовании экспериментальных сил осцилляторов среднее квадратичное отклонение содержания A оказывается существенно большим ($A = 0.052$ dex), чем для «солнечных» $\lg gf_W$ ($A = 0.013$ dex). Основная причина этого связана, по-видимому, с намного более низкой внутренней точностью экспериментальных данных.

Представление о величине погрешностей A_{Si}^{LTP} , создаваемых погрешностями постоянной затухания γ_6 , дают рис. 4 и рис. 5, а. Использование при расчете γ_6 полуклассической теории АВО [5, 6, 9, 10] вместо приближения Унзольда [1, 29] с поправочным множителем $E = 1.5$ уменьшает значения содержания A_{Si}^{LTP} практически для всех линий Si I, за исключением самых слабых. Эффект усиливается с увели-

Рис. 5. Зависимость погрешностей определения ЛТР-содержания кремния, полученного для линий Si I из табл. 1, от погрешностей некоторых входных параметров в рамках модели HOLMUL: *a* — при использовании приближения Унзольда вместо теории АВО для расчета δ , *б* — при использовании значений W , увеличенных на 3 %, *в* — при использовании значений V_{mi} , увеличенных с 0.8 до 1 км/с. Крестики — линии, для которых значение δ можно рассчитать на основании теории АВО



чением эквивалентной ширины, достигая более 0.1 dex для линий со значениями $W > 9$ пм. Средняя поправка к ЛТР-содержанию за счет погрешностей составляет $+0.028$ dex (рис. 5, *a*), а среднее значение содержания в случае применения АВО-теории $\langle A_{Si}^{ЛТР} \rangle = 7.566 \pm 0.031$. Из рис. 4, *в*, *е* видно, что применение данной теории создает нежелательное уменьшение значений $A_{Si}^{ЛТР}$ с эквивалентной шириной независимо от того, какие списки линий и какие шкалы сил осцилляторов используются. Интересно, что с увеличением δ начинает проявляться эффект селекции линий. При значениях постоянной затухания δ , соответствующих приближению Унзольда со значением $E = 1.5$, средние значения содержания, полученные на основе как расширенного списка из 65 линий Si I, так и маленького списка из 13 линий, практически совпадают (см. рис. 3). Для больших значений постоянной затухания, даваемых теорией АВО, разность между содержанием, найденным по обоим спискам, составляет величину 0.029 dex (рис. 4), что почти в два раза превышает среднюю квадратичную ошибку δA , полученную для случая $E = 1.5$. При этом среднее значение содержания, определенное по 13 линиям с откорректированными «солнечными» силами осцилляторов $\lg gf_W$, становится равным $\langle A_{Si}^{ЛТР} \rangle = 7.537 \pm 0.045$.

Погрешности ЛТР-содержания кремния, вызванные погрешностями наблюдаемых эквивалентных ширин W и микротурбулентной скорости V_{mi} , существенно меньше. Согласно рис. 5, *б*, *в* данные погрешности, как и погрешности δ , ведут к появлению зависимостей найденных значений $A_{Si}^{ЛТР}$ от эквивалентной ширины. Однако такая зависимость выражена намного слабее, чем в случае с δ . Типичные погрешности $W \pm 3\%$ являются причиной изменения содержания при пере-

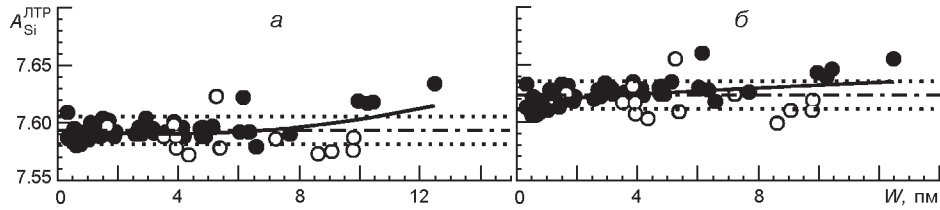


Рис. 6. Зависимость ЛТР-содержания $A_{\text{Si}}^{\text{ЛТР}}$ кремния от наблюдаемой эквивалентной ширины W в полуэмпирических одномерных моделях атмосферы Солнца MASCKKL (а) и VAL,C (б), полученная для линий Si I из таблицы. Сплошные линии — среднее значение содержания; пунктирные — среднее квадратичное отклонение. Серые кружки — 13 линий, для которых имеются экспериментальные значения сил осцилляторов [16]. Данные рассчитаны с теми же значениями параметров, что и на рис. 3

ходе от слабых к сильным линиям с 0.02 dex до 0.04 dex. Типичные неопределенности $V_{\text{mi}} = 0.2$ км/с вообще не влияют на определение содержания кремния по слабым линиям. Для сильных линий ЛТР-содержание может измениться на 0.02 dex. В среднем поправка к ЛТР-содержанию за счет погрешностей W составляет около 0.02 dex и за счет погрешностей V_{mi} на порядок меньше.

Разброс содержаний кремния, вызванный использованием той или иной одномерной полуэмпирической модели атмосферы Солнца, невелик. На рис. 6 приведены значения $A_{\text{Si}}^{\text{ЛТР}}$ для моделей MASCKKL и VAL,C. Из сравнения этого рисунка с рис. 3 видно, что средние значения содержания для моделей HOLMUL и MASCKKL фактически совпадают ($\langle A_{\text{Si}}^{\text{ЛТР}} \rangle = 7.594 \pm 0.0154$ и $\langle A_{\text{Si}}^{\text{ЛТР}} \rangle = 7.593 \pm 0.0121$ соответственно), в то время как для модели VAL,C ЛТР-содержание оказывается выше на 0.03 dex: $\langle A_{\text{Si}}^{\text{ЛТР}} \rangle = 7.623 \pm 0.021$. Интересно, что в моделях MASCKKL и VAL,C тренд значений АЛТР с эквивалентной шириной меньше, чем в HOLMUL.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты нашего исследования сводятся к следующему.

1. Были отобраны 65 линий Si I разной интенсивности для большого диапазона длин волн (551.7—989.2 нм) и потенциалов возбуждения нижнего уровня (4.93—6.22 эВ) с целью определения содержания кремния в атмосфере Солнца. На сегодня это один из самых полных списков такого рода.

2. Рассчитано ЛТР-содержание кремния в одномерных плоскопараллельных моделях солнечной атмосферы HOLMUL, MASCKKL и VAL,C путем подгонки теоретических эквивалентных ширин отобранных линий к наблюдаемым.

3. Подтвержден вывод о высоком качестве системы «солнечных» сил осцилляторов $lggf_W$ Гуртовенко и Костыка для линий Si I, основанной на подгонке эквивалентных ширин. Мы показали, что данная система смещена на +0.073 dex относительно экспериментальной шкалы

Беккера и др. и на -0.026 dex относительно экспериментальной шкалы Гарц. В среднем разность между «солнечными» и экспериментальными силами осцилляторов практически не зависит ни от потенциала возбуждения нижнего уровня, ни от длины волны, ни от эквивалентной ширины. Эту разность можно интерпретировать как суммарную ошибку экспериментальных и «солнечных» сил осцилляторов линий Si I.

4. Проанализирована чувствительность ЛТР-содержания кремния к погрешностям входных параметров.

5. Из всех рассмотренных параметров наибольшая неопределенность связана с выбором экспериментальной шкалы сил осцилляторов, к которой приходится привязывать «солнечные» силы осцилляторов. Переход от шкалы Беккера и др. [11] к шкале Гарц [16] приводит к увеличению содержания кремния на 0.1 dex. При этом экспериментальная шкала Беккера и др. и смещенная на $+0.073$ dex «солнечная» шкала сил осцилляторов I_{ggf_W} дают практически одинаковое содержание кремния.

6. Второй по важности параметр — постоянная затухания γ_6 . Использование для ее описания полуклассической теории Ансти, Барклема и О'Мары [5, 6, 9, 10] вызывает уменьшение значений A_{Si}^{LTP} , определенных для отдельных линий Si I, с эквивалентной шириной. В случае классического приближения Унзольда с поправочным множителем $E = 1.5$ наблюдается обратный эффект. В среднем различия содержаний, связанные с применением указанных приближений, не превышают 0.03 dex.

7. Чувствительность содержания кремния к выбору одномерной модели атмосферы Солнца составляет примерно такую же величину.

8. Суммарная средняя квадратичная ошибка содержания, вызванная совместным действием погрешностей сил осцилляторов, γ_6 , V_{mi} , W и термодинамических параметров одномерной модели атмосферы, превышает 0.114 dex. Столь большая ошибка не позволяет сделать окончательный вывод о величине содержания кремния в атмосфере Солнца. При использовании «солнечных» сил осцилляторов, привязанных к экспериментальной шкале Беккера, величина содержания в зависимости от выбора тех или иных параметров и выбора того или иного списка линий Si I может изменяться от 7.54 до 7.59 . Переход к шкале Гарц вызывает увеличение этих значений на 0.1 dex. В целом наши результаты полностью соответствуют диапазону значений содержания кремния, полученному в других исследованиях.

Приведенные оценки содержания кремния получены без учета эффектов отклонения от ЛТР и неоднородной структуры атмосферы Солнца. Мы планируем представить результаты определения содержания с учетом этих эффектов в наших последующих публикациях.

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.—2011.—**28**, № 1.—С. 45—58.
4. Anders E., Grevesse N. Abundances of the elements — Meteoritic and solar // *Geochim. Cosmochim. Acta.*—1989.—**53**.—P. 197—214.
5. Anstee S. D., O'Mara B. J. An investigation of brueckner's theory of line broadening with application to the Sodium D lines // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1991.—**253**, N 1.—P. 549—560.
6. Anstee S. D., O'Mara B. J. Width cross-sections for collisional broadening of s—p and p—s transitions by atomic Hydrogen // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1995.—**276**, N 3.—P. 859—866.
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. Auer L. H., Paletou F. Two-dimensional radiative transfer with partial frequency redistribution I. General method // *Astron. and Astrophys.*—1994.—**285**.—P. 675—686.
9. 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.
10. 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.
11. Becker U., Zimmermann P., Holweger H. Solar and meteoritic abundance of silicon // *Geochim. et Cosmochim. Acta.*—1980.—**44**.—P. 2145—2149.
12. Borrero J. M., Bellot Rubio L. R., Barklem P. S., del Toro Iniesta J. C. Accurate atomic parameters for near-infrared spectral lines // *Astron. and Astrophys.*—2003.—**404**.—P. 749—762.
13. Bruls J. H. M. J., Rutten R. J., Shchukina N. G. The formation of helioseismology lines I. NLTE effects in alkali spectra // *Astron. and Astrophys.*—1992.—**265**.—P. 237—256.
14. Delbouille L., Roland G., Neven L. Photometric atlas of the solar spectrum from 3000 to 10000 Å. — Liege: L'Institut d'Astrophysique de l'Universite de Liege, 1973.
15. Fuhr J. R., Martin G. A., Wiese W. L. Atomic transition probabilities. Iron through Nickel // *J. Phys. and Chemical Reference Data.*—1988.—**17**, N 4.
16. Garz T. Absolute oscillator strength of Si I lines between 2500 Å and 8000 Å // *Astron. and Astrophys.*—1973.—**26**.—P. 471—477.
17. Griem H. R. Spectral line broadening by plasmas. — New York: Academic Press, Inc., 1974.—421 p.—(Pure and Applied Physics, Vol. 39).
18. Gurtovenko E. A. Kostik R. I. On the establishment of internally consistent solar scales of oscillator strengths and abundances of chemical elements. Part two — on the errors of the oscillator strengths of Fe I lines in the Kurucz // *Astron. and Astrophys.*—1981.—**101**.—P. 132—133.
19. Holweger H. Gehlsen M. Ruland F. Spatially-averaged properties of the photospheric velocity field // *Astron. and Astrophys.*—1978.—**70**.—P. 537—542.
20. 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.
21. Kostik R. I. Damping constant and turbulence in the solar atmosphere // *Solar Phys.*—1982.—**78**, N 1.—P. 39—57.
22. Kostik R. I., Shchukina N. G., Rutten R. J. The solar iron abundance: not the last word // *Astron. and Astrophys.*—1996.—**305**.—P. 325—342.

23. Kurucz R. L., Peytremann E. A. A table of semiempirical gf values. Part 1: Wavelengths: 5.2682 nm to 272.3380 nm. — Cambridge, Mass.: SAO Special Report, 1975.—362 p.
24. Lodders K. Solar system abundances and condensation temperatures of the elements // *Astrophys. J.*—2003.—**591**, N 2.—P. 1220—1247.
25. Maltby P., Avrett E. H., Carlsson M., et al. New sunspot umbral model and its variation with the solar cycle // *Astrophys. J.*—1986.—**306**, N 1.—P. 284—303.
26. Mihalas D. *Stellar atmospheres: Second ed.* — San Francisco: W. H. Freeman and Co, 1978.—650 p.
27. Rutten R. J., Kostik R. I. Empirical NLTE analyses of solar spectral lines. III — Iron lines versus LTE models of the photosphere // *Astron. and Astrophys.*—1982.—**115**.—P. 104—114.
28. Shi J. R., Gehren T., Butler K., et al. Statistical equilibrium of silicon in the solar atmosphere // *Astron. and Astrophys.*—2008.—**486**.—P. 303—310.
29. Unsöld A. *Physik der Sternatmosphären: Second ed.* — Berlin: Springer, 1955.—866 p.
30. Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R. Structure of the solar chromosphere. II. The underlying photosphere and temperature-minimum region // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1976.—**30**.—P. 1—60.
31. Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R. Structure of the solar chromosphere. III. Models of the EUV brightness components of the quiet Sun // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1981.—**45**.—P. 635—725.
32. Wedemeyer S. Statistical equilibrium and photospheric abundance of silicon in the Sun and in Vega // *Astron. and Astrophys.*—2001.—**373**.—P. 998—1008.
33. Withbroe G. L. An analysis of CH in the Solar atmosphere // *Astrophys. J.*—1967.—**147**, N 3.—P. 1117—1130.

Поступила в редакцию 04.05.11