

УДК 523.9

В. Л. Ольшевский, Н. Г. Щукина, И. Э. Васильева

Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
03680 Киев, ул. Академика Заболотного 27**НЛТР-образование резонансной линии Ва II λ 455.4 нм
в солнечной атмосфере**

Рассмотрено НЛТР-образование резонансной линии Ва II λ 455.4 нм в солнечном спектре для нескольких одномерных моделей и одной трехмерной гидродинамической модели атмосферы невозмущенного Солнца. Исследована чувствительность профиля этой линии к атомным параметрам, микро- и макротурбулентной скоростям, а также к погрешностям величины содержания бария. Показано, что крылья линии Ва II λ 455.4 нм наиболее чувствительны к величине ван-дер-ваальсового уширения. Вторым важным параметром является содержание бария. НЛТР-оценка содержания Ва на Солнце ($A_{\text{Ba}} = 2.16$), полученная с учетом неоднородной структуры солнечной атмосферы, хорошо согласуется со значениями, полученными ранее. Изучено влияние грануляционных движений, обусловленных конвекцией, на профиль рассматриваемой линии. Профили линий, образующиеся в гранулах и межгранулах, асимметричны и сильно различаются между собой. Показано, что учет НЛТР-эффектов и грануляционной структуры приводит к хорошему согласию теоретических профилей с наблюдаемыми.

**НЛТР-УТВОРЕННЯ РЕЗОНАНСНОЇ ЛІНІЇ Ва II λ 455.4 НМ В СО-
НЯЧНІЙ АТМОСФЕРІ, Ольшевський В. Л., Щукіна Н. Г., Васильєва І. Е.**
— Розглянуто НЛТР-утворення резонансної лінії Ва II λ 455.4 нм в сонячному спектрі для кількох одновимірних та однієї тривимірної гідродинамічної моделі атмосфери незбудженого Сонця. Досліджено чутливість профілю цієї лінії до атомних параметрів, мікро- та макротурбулентної швидкостей, а також до похибок значення вмісту барію. Показано, що крила лінії Ва II λ 455.4 нм найбільш чутливі до величини ван-дер-ваальсівського розширення. Іншим важливим параметром є вміст барію. НЛТР-оцінка вмісту барію на Сонці ($A_{\text{Ba}} = 2.16$), що була отримана з урахуванням неоднорідностей структури сонячної атмосфери, добре узгоджується з іншими оцінками. Вивчено вплив грануляційних рухів, що обумовлюються конвекцією, на форму профілю розглядуваної лінії. Профілі лінії, які формуються в гранулах та міжгранулах, асиметричні, та сильно відрізняються між собою. Показано, що врахування НЛТР-ефек-

тів і грануляційної структури призводить до хорошого узгодження теоретичних та спостережуваних профілів.

NLTE FORMATION OF THE Ba II λ 455.4 NM RESONANCE LINE IN THE SOLAR ATMOSPHERE, by Olshevsky V. L., Shchukina N. G., Vasilyeva I. E. — We investigate NLTE formation of the Ba II λ 455.4 nm resonance line in the solar spectrum for three one-dimensional and one hydrodynamic three-dimensional atmospheric models. Sensitivity of the line profile to atomic parameters, micro- and macroturbulent velocities, oscillator strength uncertainties, and barium abundance were studied. It is shown that line wings are most sensitive to the value of the van der Waals broadening constant. Another important parameter is the barium abundance. The barium abundance is derived assuming NLTE. We found that $A_{Ba} = 2.16$ which is in good agreement with recent results. The influence of granular convective motions on the line profile shape was studied. Granular and intergranular line profiles are very asymmetrical and have different shapes. It is shown that if NLTE effects and granular structure of the solar atmosphere are taken into account, good agreement between theoretical and observed profiles can be reached.

ВВЕДЕНИЕ

Первые исследования линий бария в солнечном и звездных спектрах были начаты в 1930-х гг. Среди работ, посвященных изучению линий Ba II в спектрах звезд, следует упомянуть работу Бидельмана и Кинана [16], в которой можно найти ссылки на ранние исследования.

В настоящее время актуальным направлением в астрофизике является изучение содержания изотопов бария в звездах с учетом отклонения от локального термодинамического равновесия (НЛТР). В первую очередь это работы Машонкиной и ее коллег [24—27], классическая работа Гигаса [21] по определению НЛТР-содержания бария в атмосфере Веги и работа Шорта и Хаушилда [40], в которой исследуются красные гиганты с низкой металличностью. Причины столь пристального внимания к содержанию бария в звездах связаны с тем, что эта величина является важным источником информации о химической эволюции Галактики, в частности об относительной роли s- и r-процессов при нуклеосинтезе тяжелых элементов.

Исследования солнечного спектра бария ведутся, начиная с 1960-х гг. В ранних публикациях Голдберга и др. (1960 г.), Ламберта и Уорнера (1968 г.), Холвегера и Мюллер (1960—1974 гг.) основное внимание уделялось определению солнечного содержания бария в ЛТР-приближении. Единственным исключением стали исследования Тандберг-Ханссена и Смита [46, 47], показавшие важную роль НЛТР-эффектов для резонансной линии Ba II λ 455.4 нм. Они получили свое дальнейшее развитие в работах Руттена и Милки [35—37]. Применяв полуэмпирический метод к наблюдениям центр — край этой линии, Руттен [36] в рамках одномерного приближения получил полуэмпирическую функцию источника, которая существенно отличалась от функции Планка. Оказалось, что другим важным фактором, который надо учитывать при изучении образования солнечной резонансной линии Ba II λ 455.4 нм, является сверхтонкая структура и изотопическое смещение. Кроме того, на краю солнечного диска становятся важными эффекты когерентного рассеяния [36, 37]. После фундаментальных работ Руттена и Милки интерес к солнечному спектру бария надолго угас.

В последние годы резонансная линия Ва II λ 455.4 нм снова оказалась в центре внимания гелиофизиков. Для этого есть три веские причины. Прежде всего спектрополяриметрические наблюдения этой линии, опубликованные недавно Гандорфером в его атласе «второго солнечного спектра» [20], показывают, что линия Ва II λ 455.4 нм имеет на лимбе достаточно высокую линейную поляризацию $Q/I \approx 0.6$ %. Таким образом, она может быть использована для изучения мелкомасштабных магнитных полей на Солнце.

Другая важная особенность этой линии, впрочем, как и других линий бария, — низкая чувствительность к тепловому уширению, что обусловлено его большим атомным весом. В результате линия Ва II λ 455.4 нм должна быть хорошим индикатором нетеплового уширения, вызванного конвективными и волновыми движениями. Убедительным доказательством этого стала доплер-диагностика солнечной атмосферы, выполненная в 2001 г. Сюттерлином и др. [45] с помощью узкополосного бариевого фильтра Скоморовского и др. [42], установленного на голландском телескопе DOT. Следует подчеркнуть, что данная линия предоставляет уникальную возможность вести исследования поля скоростей на большом диапазоне высот (от 0 до 800 км), благодаря тому, что ее область формирования охватывает обширные слои от уровня формирования континуума до нижней хромосферы.

Наконец, представляет интерес пересмотреть на качественно новом уровне величину содержания бария на Солнце, используемого в качестве важного «стандарта» при исследованиях химической эволюции Галактики. Этот качественно новый уровень обусловлен двумя обстоятельствами. Во-первых, благодаря современным телескопам появилась возможность наблюдать линии Ва II с высоким пространственным, временным и спектральным разрешением. Во-вторых, современная НЛТР-теория переноса излучения позволяет выполнить интерпретацию спектральных наблюдений для реалистичных моделей атмосфер, в которых учтена неоднородная структура атмосферы Солнца. При этом можно рассматривать реалистичные модели атомов (так называемые многоуровневые модели), содержащие большое количество уровней и радиативных переходов.

Цель данной работы — провести подобное исследование, используя резонансную линию Ва II λ 455.4 нм. Наше исследование базируется на численном решении задачи переноса излучения в данной линии и анализе условий ее формирования. Мы сравниваем результаты расчетов с наблюдениями, полученными для центра солнечного диска на Немецком вакуумном телескопе VTT, а также с наблюдениями, опубликованными в Льежском атласе солнечного спектра [18].

МЕТОД

Исследование НЛТР-образования солнечной линии Ва II λ 455.4 нм было выполнено путем численного моделирования спектра бария в одномерной (1D) и трехмерной (3D) средах. В основе данного моделирования лежит решение многоуровневой задачи переноса излучения, или, иными словами, самосогласованное решение системы уравнений переноса излучения и уравнений статистического равновесия для модели атома с большим количеством уровней и радиативных переходов.

Численный код NATAJA, который мы используем для решения многоуровневой задачи переноса излучения, базируется на итеративном методе

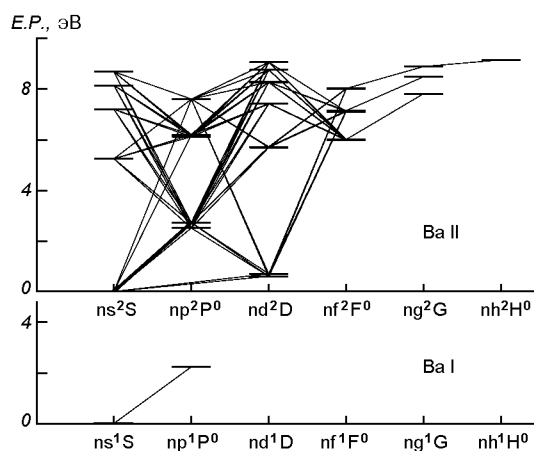


Рис. 1. Диаграмма уровней энергии и связанно-связанных радиативных переходов для модели атома бария, использованной в данной работе

прекондиционирования, описанном в работах [11, 43]. Расчеты проводились в приближении полного перераспределения излучения в линии, при этом эффекты горизонтального переноса во внимание не принимались. Более детальное описание численного кода, а также дополнительные ссылки по данному вопросу можно найти в работе Н. Г. Щукиной и Трухильо Буэно [39].

АТОМНЫЕ ДАННЫЕ

Модель атома. Диаграмма энергетических уровней нейтрального и ионизированного атомов бария и радиативных связанно-связанных переходов показана на рис. 1. Диаграмма включает в себя два уровня нейтрального бария, резонансный переход между этими уровнями $\lambda = 553.5$ нм; последний уровень — основное состояние дважды ионизированного бария. Остальные уровни и переходы принадлежат однократно ионизированному барии. Энергии возбуждения уровней взяты из работы [30], радиативные связанно-связанные переходы — из работы [31], силы осцилляторов — из обзора [29].

Радиативные свободно-связанные переходы. Сечения фотоионизации радиативных связанно-свободных переходов рассчитывались двумя способами. Для электронных состояний с малыми орбитальными моментами электрона (s, p, d) они были вычислены с помощью формулы, полученной Пичем по методу квантового дефекта [33]. Для уровней Ba I, а также для состояний с большими орбитальными моментами было использовано «классическое» водородное приближение. Это приближение является достаточно точным в последнем случае, поскольку один высоковозбужденный электрон Ba II мало подвержен влиянию заполненных электронных оболочек.

Ударные переходы. Коэффициенты скоростей связанно-связанных переходов при неупругих столкновениях с электронами рассчитывались на основании ударной аппроксимации Ситона (см. обзор [14]), причем сила удара Ω для всех переходов принималась равной единице. Согласно [1]

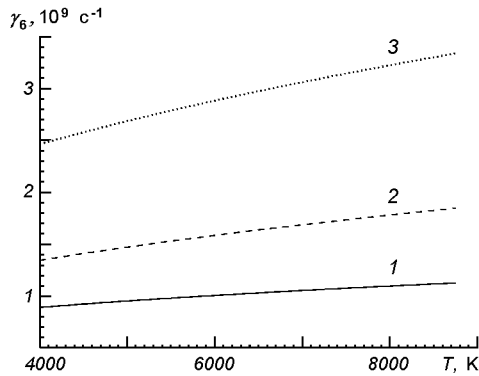


Рис. 2. Зависимость постоянной затухания γ_6 Ван-дер-Ваальса от температуры для трех случаев: 1 — классическое приближение Унзоляда [49], 2 — расчеты [19], 3 — расчеты [12, 13]. Концентрация атомов водорода $N_H = 10^{17} \text{ см}^{-3}$

использование приближения $\Omega = 1$ ведет к завышению ударных скоростей для запрещенных переходов и занижению — для разрешенных. Кроме того, мы не учитывали неупругие столкновения с атомами водорода, что также ведет к некоторой неопределенности полученных результатов. Исходя из сказанного выше, мы провели серию численных экспериментов с целью выяснить, насколько погрешности ударных скоростей скажутся на НЛТР-моделировании линии Ва II $\lambda 455.4$ нм. Оказалось, что 10-кратное изменение силы удара Ω в ту или иную сторону практически не влияет на профиль данной линии. Таким образом, приближение $\Omega = 1$ является вполне приемлемым.

Коэффициент поглощения в линии. Коэффициент поглощения в линии описывался фойгтовским профилем. Мы не принимали во внимание эффекты частичного перераспределения по частоте, поскольку рассматривали образование линии Ва II $\lambda 455.4$ нм только в центре солнечного диска. Согласно данным [36, 37] эти эффекты становятся существенными лишь вблизи лимба. В качестве основных механизмов, вызывающих уширение линии бария в солнечной атмосфере, принимались ван-дер-ваальсово взаимодействие с атомами водорода и гелия (γ_6) и затухание излучения (γ_{rad}). Уширение вследствие квадратичного эффекта Штарка значение γ_4 мало, и мы его не принимали во внимание.

При расчете постоянной γ_6 мы сравнили ее значения, найденные с помощью трех известных аппроксимаций. Первая аппроксимация — классическое приближение Унзоляда [49], полученное на основании теории Вейскопфа-Линдхольма (см. [28]):

$$\gamma_6 = 17.0 \cdot C_6^{2/5} v_H^{3/5} N_H,$$

где N_H — концентрация атомов водорода, v_H — средняя относительная скорость атомов H I и Ва II, $C_6 = 6.44 \cdot 10^{-34} \Delta r^2$, Δr^2 — разность средних квадратичных радиусов верхнего и нижнего уровней рассматриваемого перехода. Вторая аппроксимация, полученная Дериддером и ван Ренсбергером [19], основана на том, что для близких взаимодействий потенциал Ван-дер-Ваальса заменяется потенциалом Смирнова — Руффа. Третья аппроксимация — это расчеты γ_6 , выполненные Барклемом и О'Марой [12, 13] в рамках полуклассической теории Ансти и О'Мары [7, 8].

Сравнение результатов трех упомянутых теорий приведено на рис. 2. Видно, что классическое значение постоянной затухания явно занижено, и с усложнением теории значение γ_6 увеличивается. Сравнение наблюдаемых

Таблица 1. Стабильные изотопы бария и их относительное содержание

Изотоп	Атомная масса, а.е.м.	Содержание, %	Спин ядра i
130	129.90631	0.1	0+
132	131.90506	0.1	0+
134	133.90449	2.4	0+
135	134.90567	6.6	3/2+
136	135.90456	7.9	0+
137	136.90582	11.2	3/2+
138	137.90524	71.7	0+

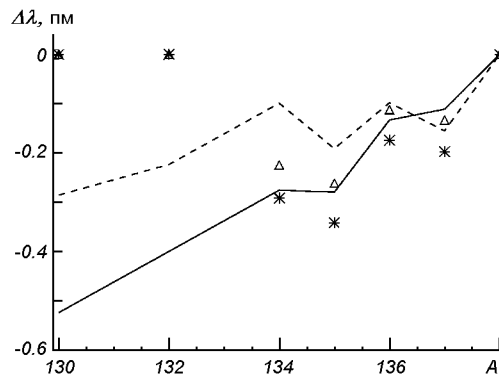


Рис. 3. Изотопический сдвиг $\Delta\lambda$ линии Ва II λ 455.4 нм для различных изотопов бария, рассчитанный с использованием оценок средних квадратичных ядерных радиусов (A — атомная масса). Сплошная и штриховая линии — теоретические и экспериментальные значения [38]. Звездочки — значения радиусов из обзора [6], треугольники — из работы [5]

профилей с теоретическими показывает, что классическое значение γ_6 оказывается заниженным. Для того чтобы добиться согласия рассчитанных и наблюдаемых профилей, постоянную затухания γ_6 умножают на величину E , значение которой изменяется от 1 до 3. Для определенности мы будем приводить значения E относительно величины γ_6 , полученной Деридером и Ван Ренсбергером [19]. Таким образом, $E \approx 0.6$ для классического значения γ_6 и $E \approx 1.8$ для расчетов Барклема и О'Мары [12, 13].

Сверхтонкая структура и изотопическое расщепление. При анализе образования линии Ва II λ 455.4 нм необходимо учитывать ее сверхтонкую структуру и изотопическое расщепление [22, 36]. Барий имеет семь стабильных изотопов, у двух из которых (^{135}Ba и ^{137}Ba) наблюдается сверхтонкое расщепление атомных уровней. Процентное содержание различных изотопов, их атомные веса и ядерные спины приведены в табл. 1.

Согласно данным [4] и [5] для тяжелых элементов основным компонентом изотопического смещения является так называемое объемное смещение, пропорциональное среднему квадратичному радиусу ядра изотопа. Соответственно наибольшие ошибки при расчетах возникают из-за неопределенности значений радиусов ядер. К сожалению, соответствующих теоретических и экспериментальных данных очень мало. Мы сравнили изотопическое смещение для линии Ва II λ 455.4 нм, используя разные значения средних квадратичных ядерных радиусов [5, 6, 38]. Постоянные изотопиче-

Таблица 2. Субкомпоненты резонансной линии Ва II λ 455.4 нм

Элемент	λ , нм	$\Delta\lambda$, пм	f_{ji}	g_i	g_j
Ba	455.4032	0.0	0.740	2.0	4.0
Sc	455.3138	-89.40	$4.365 \cdot 10^{-3}$	10.0	10.0
Ni	455.3167	-86.50	$5.000 \cdot 10^{-3}$	3.0	1.0
V	455.3639	-39.30	$1.900 \cdot 10^{-3}$	8.0	6.0
Cr	455.3945	-8.70	$3.097 \cdot 10^{-2}$	5.0	5.0
Zr	455.3970	-6.20	$2.691 \cdot 10^{-1}$	1.0	1.0
Ba	455.3998	-3.5269	0.308	0.75	1.25
Ba	455.4000	-3.3195	0.308	0.75	0.75
Ba	455.4000	-3.3097	0.308	0.75	1.25
Ba	455.4001	-3.2158	0.123	0.75	0.25
Ba	455.4001	-3.1438	0.308	0.75	0.75
Ba	455.4002	-3.0608	0.123	0.75	0.25
Ba	455.4029	-0.3648	0.740	2.0	4.0
Ba	455.4030	-0.2824	0.740	2.0	4.0
Ba	455.4031	-0.1985	0.740	2.0	4.0
Ba	455.4032	-0.0955	0.740	2.0	4.0
Ba	455.4048	1.4811	0.518	1.25	1.75
Ba	455.4050	1.7299	0.185	1.25	1.25
Ba	455.4051	1.7823	0.518	1.25	1.75
Ba	455.4052	1.8959	0.037	1.25	0.75
Ba	455.4054	2.0934	0.185	1.25	1.25
Ba	455.4056	2.3008	0.037	1.25	0.75
Fe	455.4446	41.40	$1.60 \cdot 10^{-4}$	7.0	7.0
Cr	455.4686	65.40	$5.60 \cdot 10^{-4}$	9.0	7.0
Cr	455.4812	78.00	$0.65 \cdot 10^{-2}$	7.0	9.0

ского смещения взяты из работы [15]. Полученные зависимости γ_6 от температуры показаны на рис. 3. Для изотопов, содержание которых велико (массовые числа от 134 до 138), разброс значений, полученных различными методами, незначителен, поэтому мы использовали теоретические значения из работы [38], поскольку они дают также значения радиусов ядер изотопов, которых нет в других работах.

Постоянные сверхтонкой структуры для линии Ва II λ 455.4 нм были взяты из работы [36]. Мы также учли эффект блендирования рассматриваемой линии спектральными линиями других элементов. Таким образом, полное количество субкомпонентов линии составило 25. Их параметры приведены в табл. 2. Профили линий, не принадлежащих Ва II, рассчитывались в приближении ЛТР.

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Мы выполнили сравнение профилей линии Ва II λ 455.4 нм, синтезированных для центра солнечного диска, с наблюдениями для двух случаев. Первый случай — это наблюдения с низким пространственным, но высоким спектральным разрешением (Льежский атлас). Второй случай соответствует наблюдениям с высоким пространственным, но низким спектральным разрешением. Эти наблюдения представляют собой серию щелевых спектрограмм линии Ва II λ 455.4 нм спокойного участка вблизи центра солнечного диска, полученных 21 июля 2004 г. на немецком вакуумном башенном телескопе VTT обсерватории Изанья (Тенерифе, Испания). Описания

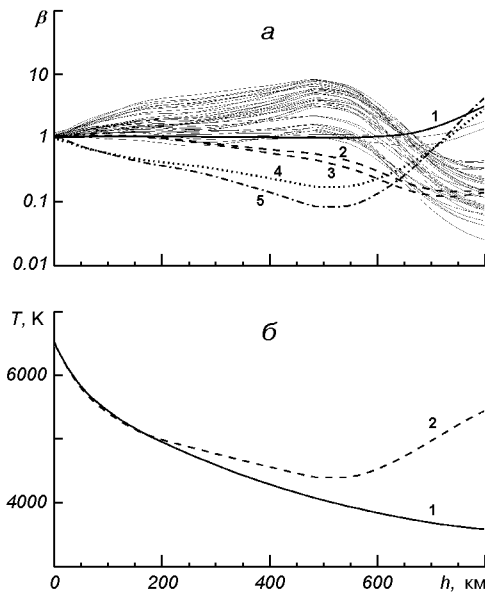


Рис. 4. *a* — изменение с высотой коэффициентов β отклонения от ЛТР в одномерной модели атмосферы МАСККЛ (линия 1 — для нижнего (основного), 2 и 3 — для верхних уровней резонансного дублета $\lambda\lambda = 455.4$ и 493.4 нм ионизированного бария, 4 и 5 — для нижнего и верхнего уровней резонансного перехода $\lambda = 553.5$ нм нейтрального бария; тонкие линии — для уровней Ва II с потенциалом возбуждения выше 2 эВ); *б* — изменение с высотой температуры (линия 1 — температура возбуждения (функция источника) для резонансной линии Ва II $\lambda 455.4$ нм, 2 — электронная температура (функция Планка) в модели атмосферы МАСККЛ)

телескопа и спектрографа можно найти в работе [41]. Наблюдения были выполнены Е. Хоменко совместно с О. Андриенко и С. Осиповым. Обработка наблюдений представляла собой стандартную процедуру исправления за темновой ток и разную чувствительность элементов ПЗС-матрицы. Детально процесс обработки подобных данных описан в работе [51]. Таким образом была получена временная последовательность спектрограмм общей длительностью 92 мин. Шаг по времени составлял 7 с. Спектральная и пространственная разрешающие способности матрицы были равны соответственно 0.4025 пм/пкл и $0.27''$ /пкл. Следует отметить, что мы не проводили исправления за инструментальный профиль спектрографа ввиду отсутствия данных о нем. Реальное пространственное разрешение было ограничено атмосферными условиями и составляло не менее $0.5''$.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ В ОДНОМЕРНЫХ МОДЕЛЯХ

Мы рассмотрели образование линии Ва II $\lambda 455.4$ нм для трех одномерных моделей солнечной атмосферы: МАСККЛ [23], VAL-C [50] и HOLMUL [22]. Модель HOLMUL является стандартной моделью, рассчитанной в приближении лучистого равновесия и ЛТР. Модель относится к классу «горячих» моделей фотосфер, как и модель МАСККЛ, со значением температуры в области температурного минимума $T_{\min} \approx 4500$ К. В отличие от HOLMUL, модели МАСККЛ и VAL-C предусматривают хромосферу, при этом модель VAL-C характеризуется более низким значением $T_{\min} = 4170$ К.

Как показали наши расчеты, функция источника данной линии практически не зависит от электронной температуры. В итоге выбор той или иной модели атмосферы практически не влияет на результирующий профиль линии. В дальнейшем все результаты приведены для модели МАСККЛ.

Населенности уровней $Va\ I$ и $Va\ II$. На рис. 4, *a* мы приводим кривые, описывающие зависимость коэффициентов отклонения от ЛТР $\beta = n_{NLTE}/n_{LTE}$ от высоты в модели МАСККЛ (n_{NLTE} и n_{LTE} — населенность уровня для НЛТР и ЛТР соответственно). Как видим, кривые, описывающие поведение β -коэффициентов нижних и верхних уровней резонансных переходов $Va\ I$ и $Va\ II$, расходятся по мере перехода во внешние слои атмосферы. Указанная «дивергенция» коэффициентов вызвана резонансным рассеянием и потерями фотонов в рассматриваемых линиях. При этом в фотосфере основной уровень $Va\ I$ оказывается недонаселенным, в то время как основной уровень $Va\ II$ заселен так же, как и при ЛТР. Для верхних уровней резонансных линий $Va\ I$ и $Va\ II$ значения β -коэффициентов меньше единицы и уменьшаются с высотой. В хромосфере верхний уровень резонансного перехода $Va\ I\ \lambda\ 553.5$ нм становится перенаселенным, в то время как верхние уровни резонансных переходов $Va\ II\ \lambda\lambda\ 493.4$ нм и 455.4 нм по-прежнему недонаселены. Интересно отметить, что уровни $Va\ II$ с высокими (больше 4 эВ) потенциалами возбуждения в фотосфере перенаселены.

Наблюдаемое на рис. 4, *a* статистическое равновесие есть результат сложного взаимодействия нескольких НЛТР-механизмов. Помимо вышеупомянутого механизма резонансного рассеяния, значительный вклад вносят также УФ-сверхионизация, ИК-сверхрекомбинация, «высасывание» фотонов, накачка излучением УФ-линий. Действие этих НЛТР-механизмов детально описано в работах [17, 39]. Здесь мы укажем лишь, что сверхионизация является главным механизмом, ведущим к недонаселенности уровней $Va\ I$. Падение β -коэффициентов этих уровней начинается тогда, когда интенсивность излучения с длинами волн $200 \leq \lambda \leq 500$ нм становится больше функции Планка. Эффект достигает максимума в области температурного минимума. В более высоких слоях увеличение β -коэффициентов уровней $Va\ I$ происходит потому, что УФ-излучение, не реагирующее ввиду прозрачности атмосферы на этих длинах волн на хромосферное увеличение температуры, становится существенно холоднее. Следует подчеркнуть, что из-за отсутствия в рассматриваемой модели атома $Va\ I$ субординатных уровней и радиативных переходов между ними НЛТР-механизмы ИК-сверхрекомбинации и «высасывания» фотонов не работают. Для уровней резонансных переходов ионизированного бария механизмы УФ-сверхионизации неэффективны из-за высокого потенциала ионизации $Va\ II$. Для высоковозбужденных уровней $Va\ II$ основной причиной их перенаселенности является накачка излучением многочисленных УФ-линий (переходы $6s^2S - 6p^2P^0$, $5d^2D - 6f^2F^0$, $6p^2P^0 - 6d^2D$, $6p^2P^0 - 7d^2D$, $6p^2P^0 - 7s^2S$ и т. п.).

Функция источника линии $Va\ II\ \lambda\ 455.4$ нм. На рис. 4, *b* показана функция источника для центра линии $Va\ II\ \lambda\ 455.4$ нм в единицах температуры возбуждения и электронная температура в модели атмосферы МАСККЛ. Как видим, данная функция начинает отличаться от функции Планка уже в оптически глубоких слоях. Таким образом, функция источника контролируется полем излучения, а не локальными условиями в атмосфере, а именно там, где возникает дивергенция β -коэффициентов уровней данного перехода. Дефицит функции источника по сравнению с функцией Планка ведет к уменьшению интенсивности излучения в цент-

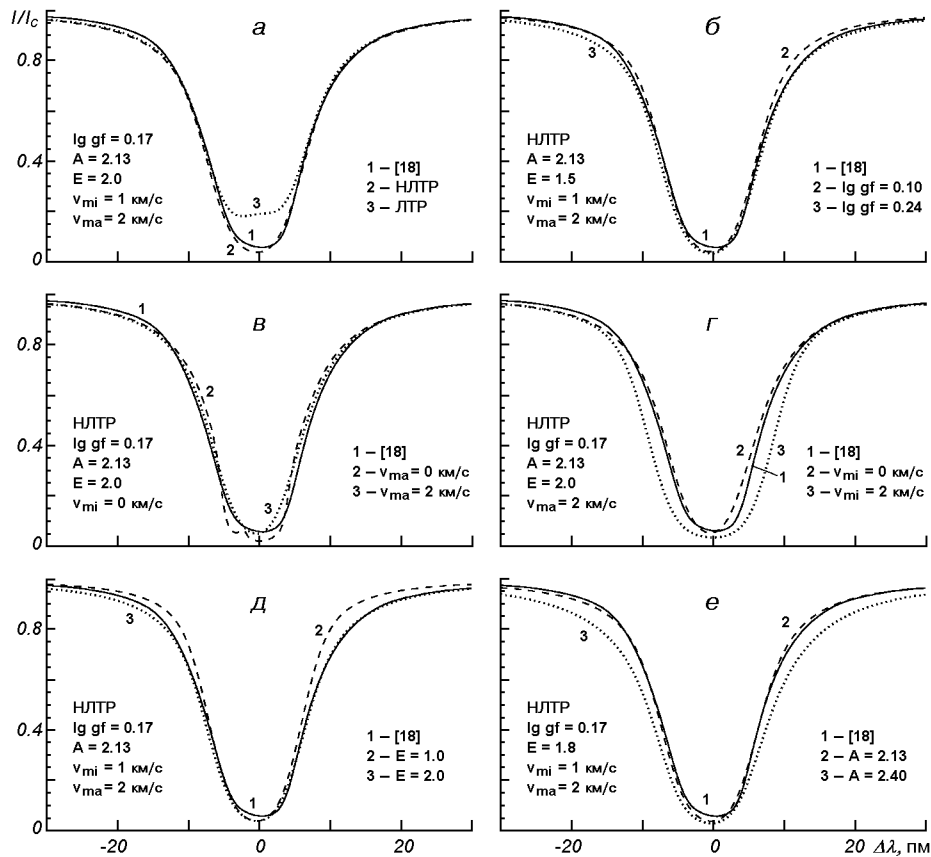


Рис. 5. Профили спектральной линии Ва II λ 455.4 нм, рассчитанные в одномерной модели атмосферы MASCCL при различных значениях атомных и атмосферных параметров с целью показать влияние на результирующий профиль: НЛТР-эффектов (а); погрешностей сил осцилляторов (б); макротурбулентной скорости (в); микротурбулентной скорости (г); постоянной затухания (д); содержания бария (е). Профиль 1 — по данным атласа [18]

ральной части профиля этой линии. Ядро линии при НЛТР становится существенно глубже (рис. 5, а).

Чувствительность профилей к атомным данным. Помимо НЛТР-эффектов, при одномерном моделировании спектральных линий причинами расхождений между теоретическими и наблюдаемыми профилями могут быть погрешности: а) микро- и макротурбулентных скоростей (v_{mi} и v_{ma}); б) постоянной затухания γ_6 ; в) сил осцилляторов $\lg(gf)$; г) содержания A_{Ba} ; д) модели атмосферы. При НЛТР погрешности модели атмосферы не указывают существенного влияния. Влияние других факторов показано на рис. 5, б—е.

На рис. 5, б показаны профили, рассчитанные при значениях $\lg(gf) = 0.10$ и $\lg(gf) = 0.24$. Согласно [36] в этих пределах заключены как экспериментальные, так и теоретические значения $\lg(gf)$ для рассматриваемой линии. Как видим, погрешности в значении силы осциллятора слабо влияют на форму профиля. С увеличением силы осциллятора профиль становится шире, однако это уширение незначительно.

Чувствительность профиля линии Ва II λ 455.4 нм к значениям макро- и микротурбулентной скорости иллюстрируется на рис. 5, в, г. Согласно

данным [2] диапазон изменения макро- и микротурбулентной скоростей составляет 0—2 и 0—1 км/с соответственно. При отсутствии макротурбулентности ядро профиля становится асимметричным и разделенным на два компонента. При $v_{ma} = 2$ км/с асимметрия исчезает, а полуширина профиля слегка увеличивается. Микротурбулентность оказывает существенно более сильное влияние на полуширину и на эквивалентную ширину линии.

Постоянная затухания Ван-дер-Ваальса γ_6 также изменяет эквивалентную ширину линии и оказывает заметное влияние на ее крылья (рис. 5, д). При использовании значений γ_6 , рассчитанных согласно [19] ($E = 1.0$), профиль линии получается значительно более узким, чем при $E = 2.0$. Напомним, что при использовании последнего множителя E , значение γ_6 оказывается несколько больше полученного на основании расчетов [12, 13].

Наконец, профиль линии Ва II λ 455.4 нм и его эквивалентная ширина чувствительны к величине содержания бария A_{Ba} в солнечной атмосфере. На рис. 5, е показаны профили, рассчитанные для предельных значений содержания [24, 25, 36]. Видно, что профиль, рассчитанный для большего значения $A_{Ba} = 2.40$, значительно шире и глубже наблюдаемого.

Подводя итоги, мы приходим к следующим выводам.

1. Воспроизвести наблюдаемые профили в приближении ЛТР не удастся.
2. При классическом одномерном моделировании линии Ва II λ 455.4 нм есть как минимум четыре свободных параметра, оказывающих существенное влияние на профиль рассматриваемой линии. Это постоянная затухания, содержание, микро- и макротурбулентные скорости. Погрешности в значениях силы осциллятора имеют второстепенное значение.
3. Добиться согласия теоретических профилей с наблюдаемыми можно путем выбора различных сочетаний указанных выше параметров. Одним из таких наборов есть набор значений $\lg(gf) = 0.17$, $v_{mi} = 1$ км/с, $v_{ma} = 2$ км/с, $A_{Ba} = 2.13$, $E = 1.8$.
4. При определении содержания бария погрешности данных параметров будут маскироваться соответствующим выбором величины A_{Ba} . Так, разброс значений A_{Ba} , полученных в работе [25] (2.11—2.40) и в работе [36] (2.13—2.21), связан в первую очередь с различным выбором постоянной затухания $\gamma_6(E)$.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ В ТРЕХМЕРНОЙ МОДЕЛИ

Классическое одномерное моделирование позволяет интерпретировать наблюдения только с низким пространственным разрешением. Грамотную интерпретацию современных спектральных и спектрополяриметрических наблюдений, полученных с высоким пространственным разрешением, можно выполнить, лишь проведя реалистичное моделирование, учитывающее как НЛТР-эффекты, так и неоднородность солнечной атмосферы. Мы решили многоуровневую задачу переноса излучения в линиях бария для случая трехмерной гидродинамической модели [10]. Данная модель хорошо зарекомендовала себя при интерпретации солнечного спектра железа [39] и спектрополяриметрических наблюдений резонансной линии Sr I [48]. Отметим, что несомненным достоинством трехмерного моделирования является уменьшение числа свободных параметров, поскольку отпадает необходимость в таких параметрах, как микро- и макротурбулентная скорости.

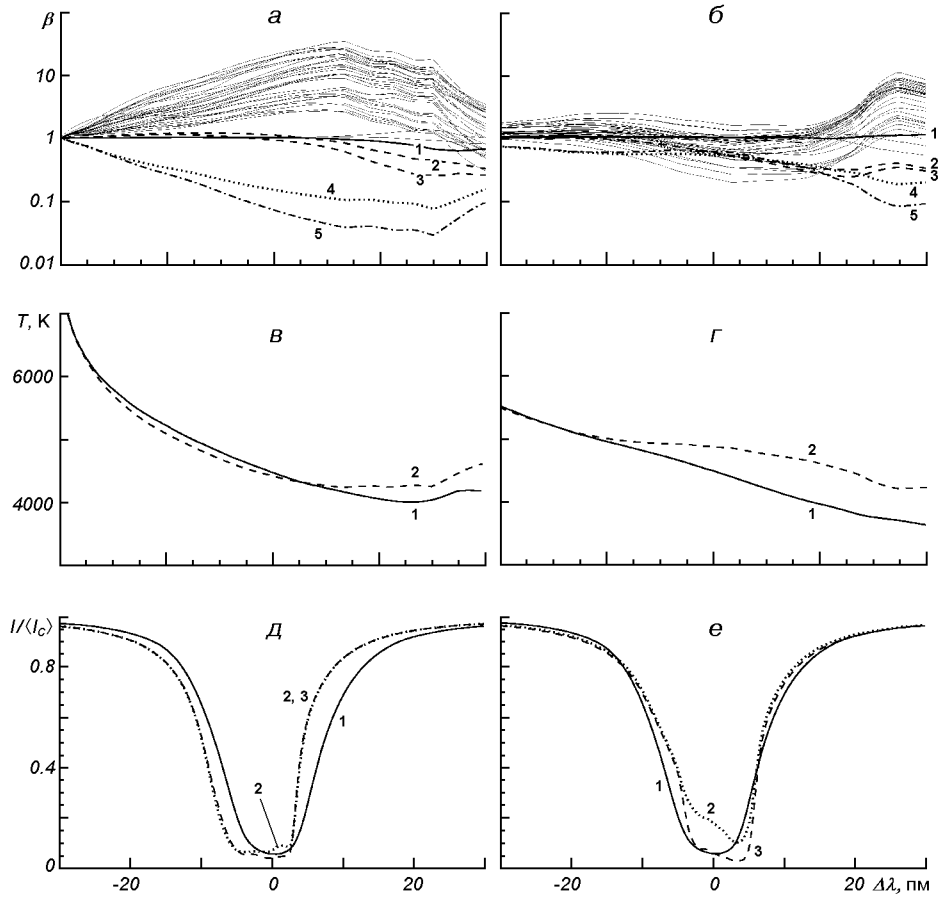


Рис. 6: *a, б* — Изменение с высотой коэффициентов β отклонения от ЛТР для уровней Ва I и Ва II (обозначения см. на рис. 4, *a*); *в, г* — изменение с высотой функции источника линии Ва II λ 455.4 нм (обозначения см. на рис. 4, *б*); *д, е* — профили интенсивности линии Ва II λ 455.4 нм (*I* — пространственно усредненный профиль, 2 — ЛТР, 3 — НЛТР). Фрагменты *a, в, д* — для 1D-модели гранулы, которой соответствуют координаты $X = 15$ и $Y = 5$ в гидродинамической 3D-модели [10]; фрагменты *б, г, е* — для межгранулы $X = 18$, $Y = 5$

3D-модель [10] по существу есть аналогом моделей грануляции [32, 44], но она получена с более высоким пространственным разрешением и с более реалистичным уравнением состояния. Моделируемая область солнечной грануляции имеет размер 6×6 Мм (200×200 точек сетки) в горизонтальной плоскости XY и высоту 3.8 Мм в направлении оси Z (82 точки). Мы использовали только верхнюю часть этой области высотой 1.1 Мм (ее дно расположено на уровне формирования континуума) и новую сетку по Z из 121 точки. Для уменьшения объема вычислений моделируемая область в горизонтальной плоскости была проинтерполирована на более грубую шкалу размером 50×50 точек. В расчетах мы пренебрегали эффектами горизонтального переноса излучения, поэтому данную трехмерную модель можно рассматривать как набор 2500 одномерных гранульных и межгранульных моделей. Отметим, что мы пользовались классическим критерием при разделении моделей на гранульные и межгранульные. Модель принималась

в качестве модели гранулы, если в ней интенсивность излучения в континууме превышала пространственно усредненную величину: $I_c > \langle I_c \rangle$. В противном случае 1D-модель рассматривалась как межгранула.

Количество гранул оказалось равным 1220 (48.8 % от общего количества), а межгранул — 1280 (51.2 %).

Проведенное таким образом разделение отображает реальные свойства грануляции, предсказанные в 1980-х гг. теорией и подтвержденные полуэмпирическими исследованиями [3, 34]. В частности, в глубоких слоях гранулы горячее межгранульных промежутков, а на высотах около 200 км происходит так называемая температурная инверсия (рис. 6, в, з). Чтобы продемонстрировать основные результаты, полученные для 3D-модели, мы из множества вышеуказанных гранульных и межгранульных моделей выбрали две, одна из которых представляет модель *гранулы*, вторая — модель *межгранулы*. Как и в работе [39], выбранной модели гранулы соответствуют координаты $X = 15$, $Y = 5$, а модели межгранулы — $X = 18$, $Y = 5$. Коэффициенты отклонения от ЛТР, функции источника резонансной линии Ва II λ 455.4 нм и ее профили, рассчитанные в данных моделях, являются типичными для гранул и межгранул. Мы воспроизводим их на рис. 6.

Наиболее важные выводы, вытекающие из рис. 6, следующие.

1. Основные НЛТР-механизмы заселения уровней Ва I и Ва II в гранулах и межгранулах — такие же, как и в одномерном случае (см. выше). Однако из-за различий в распределении температуры действие этих механизмов в гранулах и межгранулах заметно отличается.

2. Поскольку температура УФ-излучения в горячих гранулах выше, механизмы УФ-сверхионизации с уровней Ва I и УФ-накачки уровней Ва II работают здесь эффективнее. Как следствие степень недонаселенности уровней Ва I и перенаселенность высоковозбужденных уровней Ва II в фотосфере гранул намного выше, чем в фотосфере межгранул (рис. 6, а, б).

3. Действие механизма резонансного рассеяния в гранулах выражено слабее, чем в межгранулах. В глубоких горячих слоях гранул степень ионизации бария и оптическая толщина в линии Ва II λ 455.4 нм больше, чем на тех же высотах в межгранулах. В связи с этим слои фотосферы, из которых фотоны начинают свободно покидать солнечную атмосферу, находятся в межгранулах глубже, чем в гранулах.

4. Из-за меньшего градиента температуры в межгранулах отличие между функцией Планка и средней интенсивностью излучения в линии Ва II λ 455.4 нм, контролирующей ее функцию источника, существенно больше по сравнению с гранулами. В частности, в межгрануле функция источника существенно меньше функции Планка для всех высот от 400 км до верхней границы атмосферы, а в грануле подобное расхождение начинается только выше 600 км (рис. 6, в, з). Как следствие центральные части межгранульных профилей линии подвержены гораздо большему влиянию НЛТР-эффектов (рис. 6, д, е). Как и в одномерной модели МАСККЛ, крылья линии могут быть с достаточной точностью воспроизведены в приближении ЛТР.

Помимо НЛТР-эффектов, на профили рассматриваемой линии сильное влияние оказывает конвективное поле скоростей. Профили, формирующиеся в гранулах, смещены в фиолетовую сторону, что свидетельствует о преобладании поднимающегося вещества. В межгранулах, где вещество в основном опускается, профили смещены в красную сторону. В обоих случаях профили асимметричны и сильно деформированы, что обусловлено сложной структурой грануляционных движений.

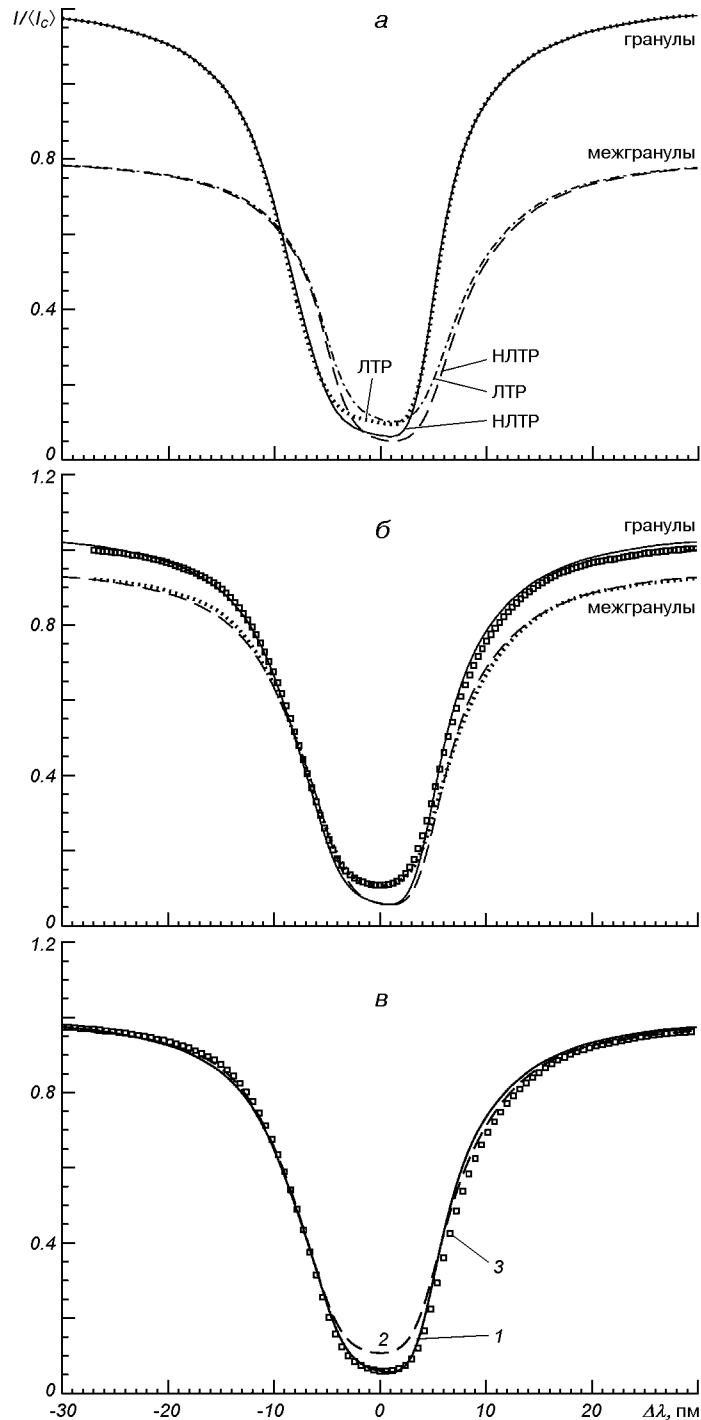


Рис. 7. Профили линии Ва II λ 455.4 нм, рассчитанные для центра солнечного диска с использованием гидродинамической 3D-модели [10]: *а* — «средние» профили, рассчитанные в ЛТР- и НЛТР-приближениях путем усреднения профилей по пространству отдельно для гранул и межгранул; *б* — «средние» профили для гранул и межгранул, рассчитанные при НЛТР с учетом пространственного разрешения VTT и турбуленции земной атмосферы (сплошная и штриховая линии). Для сравнения показаны наблюдаемые на VTT профили «средних» гранул (квадратики) и межгранул (точки); *в* — пространственно-усредненные профили (1 — 1.5D-расчеты в 3D-модели, 2 — наблюдения на VTT, 3 — наблюдения из Льежского атласа [18])

Помимо индивидуальных свойств профилей гранул и межгранул, представляет интерес рассмотреть свойства «средних» профилей. С этой целью мы провели разделение всех 2500 одномерных моделей на гранульные и межгранульные. Отдельно усредненные по всем гранулам и межгранулам профили показаны на рис. 7, а. Видно, что «средний» профиль гранулы имеет более высокую интенсивность в крыльях и смещен в фиолетовую область спектра, а «средний» профиль межгранулы — в красную. Ядра всех линий при учете отклонений от ЛТР получают глубже.

Интересной особенностью профилей линии $\text{Ba II } \lambda 455.4$ нм является то, что в левом крыле на расстоянии 3—8 пм от центра, интенсивность усредненного гранульного профиля ниже, чем усредненного межгранульного. Таким образом, при наблюдениях с узкополосным фильтром, центрированным в данной области, может наблюдаться «инверсная грануляция». Иными словами, гранулы будут выглядеть темнее межгранульных промежутков.

Синтезированный спектр является «идеальным»: с очень высоким контрастом в континууме около 20 % и пространственным разрешением $0.16''$ — величинами, не достигаемыми при наблюдениях. Для того чтобы приблизить эти два параметра к типичным для современных спектральных наблюдений, мы рассчитали «изображения» солнечной поверхности для всех частотных точек профиля линии $\text{Ba II } \lambda 455.4$ нм и затем выполнили свертку полученных изображений с функцией Эйри и функцией Лоренца. Первая позволяет учесть разрешающую способность телескопа, вторая — турбуленцию земной атмосферы, которая существенно замыкает «идеальный» спектр. В итоге контраст в континууме составил 6 %, что соответствует описанным выше наблюдениям на VTT. Пространственное разрешение составило около $0.5''$, что также хорошо согласуется с наблюдениями. При этом количество гранул составило 1259 (или 50.36 %), а межгранул — 1241 (или 49.64 %). Таким образом, ухудшение пространственного разрешения уменьшает видимое количество межгранул и увеличивает количество гранул.

Интересно, что наблюдения на VTT дают большее количество межгранульных профилей (50.2 %), и меньшее — гранульных (49.8 %). Несколько меньшее количество наблюдаемых гранул по сравнению с 3D-моделью может быть обусловлено дополнительным «замытием» спектральных линий, создаваемых инструментальным профилем спектрографа VTT.

Усредненные наблюдаемые и «замытые» синтезированные профили представлены на рис. 7, б. Рассчитанные гранульные и межгранульные профили в основном хорошо согласуются с наблюдаемыми на VTT, однако ядра синтезированных профилей оказываются глубже. Сказанное справедливо и для профилей с низким пространственным разрешением. Как видно из рис. 7, в, теоретический профиль, полученный усреднением по всем 2500 одномерным моделям, глубже наблюдаемого на VTT пространственно усредненного профиля. В то же время наблюдаемый профиль из Льежского атласа хорошо согласуется с теоретическим. Возможно, это связано с тем, что профили, полученные на VTT, не были исправлены за инструментальный профиль линии для данного спектрографа. К сожалению, он плохо известен.

Следует отметить, что в случае низкого пространственного разрешения у наблюдаемых и «замытых» профилей нет упомянутой выше инверсии в левом крыле. Этот вопрос мы планируем обсудить в будущем более детально.

Анализ результатов НЛТР-синтезирования линии Ва II λ 455.4 нм показывает, что 3D-модель [10] достаточно хорошо воспроизводит наблюдения с низким пространственным разрешением и может быть использована для определения содержания бария в солнечной атмосфере.

Мы выполнили оценку содержания бария следующим образом. Для заданного набора параметров A_{Ba} и E и для всех 2500 одномерных моделей решалась многоуровневая задача переноса излучения. Пространственно-усредненный профиль спектральной линии Ва II λ 455.4 нм сравнивался с наблюдаемым профилем из Льежского атласа солнечного спектра [18]. Наилучшее согласие усредненного и наблюдаемого профилей было достигнуто при значениях $A_{\text{Ba}} = 2.16$, $E = 1.3$. Полученное таким образом содержание бария хорошо согласуется с последними результатами [9], однако значение постоянной затухания Ван-дер-Ваальса получается меньше рассчитанного по теории [13]. Следует упомянуть, что в работе [27] значение γ_6 , полученное для резонансной линии Ва II λ 455.4 нм, также было уменьшено для согласования значений содержания бария в звездах солнечного типа, полученных по резонансной и субординатным линиям.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Мы рассмотрели НЛТР-образование резонансной линии Ва II λ 455.4 нм как в классических одномерных моделях солнечной атмосферы, так и в реалистичной гидродинамической трехмерной модели солнечной грануляции в рамках 1.5D-приближения. Мы выполнили наше исследование, используя реалистичную модель атома бария, а также учитывая его изотопический состав и сверхтонкую структуру данной линии.

2. Мы показали, что во всех рассмотренных моделях фактически на протяжении всей фотосферы населенность основного уровня Ва II близка к ЛТР-значению. Таким образом, области формирования резонансной линии Ва II λ 455.4 нм при ЛТР и НЛТР близки.

3. Второй НЛТР-эффект — дефицит функции источника линии по сравнению с функцией Планка — является определяющим для образования данной линии. Функция источника зависит в основном от процессов рассеяния в самой линии и не чувствительна к другим НЛТР-механизмам. При этом потери фотонов в межгранулах начинаются в более глубоких слоях, нежели в гранулах. Как следствие, степень отклонения функции источника от функции Планка в межгранулах значительно выше.

4. Дефицит функции источника вызывает понижение интенсивности излучения в центральной части профиля спектральной линии Ва II λ 455.4 нм. В результате ее ядро при НЛТР становится глубже. В межгранулах этот эффект выражен сильнее, чем в гранулах.

5. Мы показали, что в рамках одномерного моделирования получить надежное значение содержания бария в атмосфере Солнца, даже с учетом НЛТР-эффектов, не представляется возможным. Причиной этому является большое количество свободных параметров, влияющих на формирование профиля, что не позволяет получить единственное решение.

6. Мы продемонстрировали, что трехмерная гидродинамическая модель [10] позволяет получить хорошее согласие между наблюдаемым и теоретическим профилями линии Ва II λ 455.4 нм.

7. Мы оценили НЛТР-содержание бария на основании расчетов в данной модели. В качестве свободных параметров рассматривались величини-

ны E — множитель к постоянной затухания γ_6 и содержание бария A_{Ba} . В результате подгонки теоретического и наблюдаемого профилей было получено значение содержания $A_{\text{Ba}} = 2.16$ при $E = 1.3$.

Результаты этого исследования будут использованы для интерпретации фильтровых наблюдений линии Ba II λ 455.4 нм, полученных на VTT с высоким пространственным и временным разрешением.

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. Костык Р. И. Тонкая структура фраунгоферовых линий и строение атмосферы Солнца // Астрон. журн.—1985.—62, № 1.—С. 112—113.
4. Радциг А. А., Смирнов Б. М. Параметры атомов и атомных ионов. — М.: Энергоатомиздат, 1986.—344 с.
5. Стриганов А. Р., Донцов Ю. П. Изотопический эффект в атомных спектрах // Успехи физ. наук.—1955.—55.—С. 315—390.
6. Angeli L. Table of nuclear root mean square charge radii // Report INDC-(HUN)-033.—1999.
7. 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 3.—P. 549—560.
8. 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.
9. Asplund M., Grevesse N., Sauval J. A. The solar chemical composition // ASP conf. ser.—2005.—336.—P. 25—39.—(Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis / Eds T. G. Barnes III, F. N. Bash).
10. Asplund M., Nordlund A., Trampedach R., et al. Line formation in solar granulation. I. Fe line shapes, shifts and asymmetries // Astron. and Astrophys.—2000.—359, N 1.—P.729—742.
11. Auer L. H., 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, N 2.—P. 599—615.
12. Barklem P. S., O'Mara B. J. The broadening of strong lines of Ca⁺, Mg⁺ and Ba⁺ by collisions with neutral hydrogen atoms // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—1998.—300, N 3.—P. 863—871.
13. Barklem P. S., O'Mara B. J. Broadening of lines of Be II, Sr II and Ba II by collisions with hydrogen atoms and the solar abundance of strontium // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—2000.—311, N 3.—P. 535—540.
14. Bely O., van Regemorter H. Excitation and ionization by electron impact // Annu. Rev. Astron. and Astrophys.—1970.—8.—P. 329.
15. Berengut J. C., Dzuba V. A., Flambaum V. V. Isotope-shift calculations for atoms with one valence electron // Phys. Rev. A.—2003.—68, N 2.—id. 022502.
16. Bidelman P. W., Keenan P. C. The Ba II stars // Astrophys. J.—1951.—114.—P. 473—476.
17. Bruls J., Rutten R. J., Shchukina N. G. The formation of helioseismology lines. I. NLTE effects in alkali spectra // Astron. and Astrophys.—1992.—265, N 1.—P. 237—256.
18. Delbouille L., Neven L., Roland G. Photometric atlas of the solar spectrum from λ 3000 Å to λ 10000 Å. — Liege: Institut d'Astrophysique de l'Universite de Liege, 1973.
19. Deridder G., van Renspergen W. T. Tables of damping constants of spectral lines broadened by H and He // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.—1976.—23.—P. 147—165.
20. Gandorfer A. The Second Solar Spectrum: A high spectral resolution polarimetric survey of scattering polarization at the solar limb in graphical representation. — Zurich: Hochschulverlag, 2002.—Vol. II: 3910 Å to 4630 Å.
21. Gigas D. A. A non-LTE abundance determination of Mg and Ba in VEGA // Astron. and Astrophys.—1988.—192, N 1/2.—P. 264—274.
22. Holweger H., Mueller 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.
23. Maltby P., Avrett E. H., Carlsson M., et al. A new sunspot umbral model and its variation with the solar cycle // Astrophys. J.—1986.—306, N 1.—P. 284—303.
24. Mashonkina L., Gehren T. Barium and europium abundances in cool dwarf stars and nucleosynthesis of heavy elements // Astron. and Astrophys.—2000.—364.—P. 249—264.

25. *Mashonkina L., Gehren T., Bikmaev I.* Barium abundances in cool dwarf stars as a constraint to s- and r-process nucleosynthesis // *Astron. and Astrophys.*—1999.—**343**, N 2.—P. 519—530.
26. *Mashonkina L., Gehren T., Travaglio C., Borkova T.* Mg, Ba and Eu abundances in thick disk and halo stars // *Astron. and Astrophys.*—2003.—**397**.—P. 275—284.
27. *Mashonkina L., Zhao G.* Barium even-to-odd isotope abundance ratios in thick disk and thin disk stars // *Astron. and Astrophys.*—2006.—**456**.—P. 313—321.
28. *Mihalas D.* *Stellar atmospheres: Second ed.* — San Francisco: W. H. Freeman and Co., 1978.—650 p.
29. *Miles B. M., Wiese W. L.* Critical evaluation of transition probabilities for Ba I and Ba II // *Atomic Data.*—1969.—**1**.—P. 1.
30. *Moore C. E.* *Atomic energy levels.* — Washington: Nat. Bur. Standards, 1971.
31. *Moore C. E.* *A multiplet table of astrophysical interest.* — Washington: Nat. Bur. Standards, 1972.—200 p.
32. *Nordlund A., Stein R. F.* 3-D simulations of solar and stellar convection and magnetoconvection // *Comput Phys. Commun.*—1990.—**59**.—P. 119—125.
33. *Peach G. A.* A revised general formula for the calculation of atomic photoionization cross sections // *Memoirs Roy. Astron. Soc.*—1967.—**71**.—P. 13—27.
34. *Rodriguez Hidalgo I., Ruiz Cobo B., Collados M., del Toro Iniesta J. C.* Granular and intergranular model atmospheres from inversion of solar two-dimensional spectroscopic data // *Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser.*—1999.—**173**.—P. 313—316.—(Proc. on Stellar Structure: Theory and Test of Connective Energy Transport / Eds Alvaro Gimenez, E. F. Guinan, and Benjamin Montesinos).
35. *Rutten R. J.* Extreme limb observations of Ba II λ 4554 and Mg I λ 4571 // *Solar Phys.*—1977.—**51**, N 1.—P. 3—24.
36. *Rutten R. J.* Empirical NLTE analyses of solar spectral lines. II. The formation of the Ba II λ 4554 resonance line // *Solar Phys.*—1978.—**56**, N 2.—P. 237—262.
37. *Rutten R. J., Milkey R. W.* Partial redistribution in the solar photospheric Ba II spectrum // *Astrophys. J.*—1979.—**231**, N 1.—P. 277—283.
38. *Sakakihara S., Tanaka Y.* Hartree-Fock-Bogoliubov calculation of charge radii of Sn, Ba, Yb and Pb isotopes // *Nuclear Phys. A.*—2001.—**691**, N 3-4.—P. 649—660.
39. *Shchukina N. G., 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.
40. *Short C. I., Hauschildt P. H.* NLTE Strontium and Barium in metal-poor red giant stars // *Astrophys. J.*—2006.—**641**, N 1.—P. 494—503.
41. *Shröter E. H., Sołtau D., Wiehr E.* The German solar telescopes at the Observatorio del Teide // *Vistas Astron.*—1985.—**28**, N 3.—P. 519—525.
42. *Skomorovsky V., Merkulev V., Poliakov V.* Preliminary results of the chromosphere observations with the birefringent in the lines Ba II 4554 and H λ 4861 Å // *Solnechnye dannye.*—1976.—**5**, N 1.—P. 73—80.
43. *Socas-Navarro H., Trujillo Bueno J.* Linearization versus preconditioning: which approach is best for solving multilevel transfer problems? // *Astrophys. J.*—1997.—**490**.—P. 383.
44. *Stein R. F., Nordlund A.* Topology of convection beneath the solar surface // *Astrophys. J.*—1989.—**342**, N 2.—P. L95—L98.
45. *Sutterlin P., Rutten R. J., Skomorovsky V. I.* Ba II 4554 Å speckle imaging as solar Doppler diagnostic // *Astron. and Astrophys.*—2001.—**378**.—P. 251—256.
46. *Tandberg-Hanssen E.* The equilibrium of barium in the solar atmosphere // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1964.—**9**.—P. 107—139.
47. *Tandberg-Hanssen E., Smythe C.* The excitation of ionized barium in the chromosphere // *Astrophys. J.*—1970.—**161**, N 2.—P. 289—302.
48. *Trujillo Bueno J., Shchukina N., Asensio Ramos A.* A substantial amount of hidden magnetic energy in the quiet Sun // *Nature.*—2004.—**404**, N 6997.—P. 326—329.
49. *Unsöld A.* *Physik der Sternatmosphären.* — Berlin: Springer, 1955.—866 p.
50. *Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R.* Structure of the solar chromosphere. Basic computations and summary of the results // *Astrophys. J.*—1973.—**184**, N 2.—P. 605—632.
51. *Wöhl H., Kucera A., Rybak J., Hanslmeier A.* Precise reduction of solar spectra obtained with large CCD arrays // *Astron. and Astrophys.*—2002.—**394**.—P. 1077—1091.