

НЕ-ЛТР ЭФФЕКТЫ В ЛИНИЯХ Al I

© 2012 В. С. Менжевицкий, В. В. Шиманский, Н. Н. Шиманская

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, 420008, Россия

Поступила в редакцию 15 февраля 2012 г.; принята в печать 19 апреля 2012 г.

В работе выполнен теоретический анализ формирования линий Al I в спектрах звезд поздних спектральных классов при отказе от приближения локального термодинамического равновесия (ЛТР). Расчеты проведены для 39-уровневой модели атома Al I в предположении одномерных гидростатических моделей атмосфер в диапазоне параметров $T_{\text{eff}} = 4000\text{--}9000$ К, $\log g = 0.0\text{--}4.5$, и содержании тяжелых элементов — $[A] = 0.0; -1.0; -2.0; -3.0; -4.0$. Проведено тестирование модели атома и методики вычислений на основе анализа профилей линий Al I в спектре Солнца. Уточнены силы осцилляторов и константы ван-дер-ваальсовского уширения S_6 исследуемых переходов. Показано, что для атома Al I имеет место эффект “сверхионизации”: основное состояние $3p$ недонаселено в области формирования исследуемых спектральных линий, что приводит к их ослаблению по сравнению со случаем ЛТР. Эффект “сверхионизации” усиливается с ростом температуры звезды и уменьшением ее металличности. Показано, что использование разных данных о сечениях фотоионизации с нижних уровней Al I не меняет вывода о характере не-ЛТР отклонений, но существенно влияет на их величину. Для девяти исследуемых линий Al I рассчитаны сетки теоретических не-ЛТР поправок к содержаниям Al, определенным в предположении ЛТР: $\Delta X_{\text{NLTE}} = \log \varepsilon_{\text{NLTE}} - \log \varepsilon_{\text{LTE}}$. Не-ЛТР поправки положительны и существенны для звезд с температурой $T_{\text{eff}} > 6000$ К, слабо зависят от $\log g$, но возрастают с уменьшением металличности.

Ключевые слова: линии: формирование—линии: профили—звезды: атмосферы

1. ВВЕДЕНИЕ

Построение современной теории химической эволюции Галактики предполагает масштабное сравнение прогнозируемых содержаний химических элементов с данными, полученными из наблюдений. В результате такого сравнения происходит выбор механизмов ядерного синтеза исследуемых элементов, позволяющих наиболее адекватно описать современный химический состав звезд разного возраста, относящихся к различным подсистемам Галактики. Одним из основных методических требований, предъявляемых к используемым при сравнении наблюдательным данным, является точность определения химического состава одиночных звезд на уровне 0.1 dex. Применение на крупных и средних телескопах ПЗС-приемников излучения и эшелле-спектрографов позволяет получать спектры высокого разрешения ($\lambda/\Delta\lambda > 20\,000$) с отношением сигнал/шум не менее $S/N = 150$ в широком интервале длин волн для звезд до $m_V = 13^m\text{--}14^m$. Точность измерения эквивалентных ширин линий W_λ в таких спектрах существенно зависит от их интенсивности, скорости вращения звезд, корректности проведения континуума и эффектов блендирования. Для большинства линий с $W_\lambda > 20$ mÅ в спектрах звезд с медленным

вращением ($V \sin i < 20$ км/с) эквивалентные ширины могут быть измерены с ошибками не более 10%. Их последующий анализ с использованием стандартных программ моделирования (например, WIDTH) и одномерных стационарных моделей атмосфер позволяет получать содержания химических элементов, имеющих несколько наблюдаемых линий, с необходимой точностью 0.1 dex.

Значительная часть подобных определений химического состава проводится без учета отклонений от ЛТР, которые для холодных звезд долгое время считались несущественными. Однако современные расчеты равновесных состояний с использованием многоуровневых моделей атомов и бланкетированных моделей атмосфер показали, что у ряда легких элементов (Li I [1], O I [2], Na I [3], Mg I [4], Mg II [5], Si I [6], Si I [7], Ca II [8], K I [9]) и тяжелых элементов s- и r-процессов (Rb I [10], Sr II [11], Ba II [12]) даже в звездах спектральных классов F–K могут существовать не-ЛТР поправки содержаний до 0.3 dex, а в ряде случаев до 1 dex. Необходимость учета столь больших отклонений от ЛТР обусловила появление в начале текущего столетия ряда работ [3, 4, 9], содержащих оценки не-ЛТР поправок содержаний отдельных элементов для сеток моделей атмосфер звезд поздних

спектральных классов различной металличности и светимости. Их широкое использование при анализе химического состава конкретных объектов позволяет быстро и эффективно учесть значимые не-ЛТР эффекты и повысить точность определения содержаний до 0.05–0.1 dex.

Проведенные к настоящему времени анализы отклонений от ЛТР в атмосферах А–К звезд показывают, что их характер и величина в значительной степени зависят от величины сечения фотоионизации с основных уровней исследуемых элементов. В частности, атомы К I и Na I с наименьшими значениями пороговых сечений ($\sigma = 0.012$ Mb и $\sigma = 0.14$ Mb [13] соответственно) практически не испытывают в звездной атмосфере ионизацию ультрафиолетовым излучением и оказываются в состоянии “сверхрекомбинации” [3, 9] с большим перезаселением основного уровня. Причиной формирования “сверхрекомбинации” этих атомов является сочетание процессов рекомбинации на высоковозбужденные уровни и последующих спонтанных переходов вниз. Одновременно атомы Si I со значительными пороговыми сечениями ($\sigma = 32$ Mb [13]) интенсивно ионизируются ультрафиолетовым потоком и переходят в состояние “сверхионизации” [6] с недонаселенностью (до двух порядков) основного уровня. Поэтому для атомов Al I с экстремально высоким значением порогового сечения фотоионизации ($\sigma = 57.2$ Mb [13]) теоретически следует ожидать больших отклонений от ЛТР, обусловленных их “сверхионизацией” и приводящих к ослаблению оптических линий.

Однако в первых расчетах равновесных состояний Al I, проведенных Гереном и др. [14] с применением 26-уровневой модели атома и моделей атмосфер G-звезд солнечной металличности, найдены незначительные отклонения от ЛТР в профилях всех резонансных и субординатных линий. Одновременно авторы показали, что населенность основного состояния $3p\ 2P^0$ резко уменьшается в слоях, где оптическая толщина в континууме основного состояния τ_c становится меньше единицы. В результате было высказано предположение [15] о значительности не-ЛТР эффектов для Al I в атмосферах металлически бедных звезд, имеющих слабое бланкетирование ультрафиолетового потока. Поэтому Баумюллер и Герен, используя 51-уровневую модель атома, повторно исследовали формирование линий Al I в спектрах Солнца [15] и звезд с дефицитом металлов [16]. Ими установлено, что во всех металлически бедных F–G звездах с $-3.0 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq -1.0$ не-ЛТР поправки содержаний, определяемых по резонансным линиям $\lambda\lambda 3944.01, 3961.52$ Å, превышают

$\Delta[\text{Al}/\text{H}] = 0.3$ dex и должны учитываться при любых исследованиях химического состава. Однако не-ЛТР поправки для субординатного дублета $\lambda\lambda 6696.03, 6698.68$ Å, используемого для анализа звезд солнечной металличности, оказываются менее $\Delta[\text{Al}/\text{H}] = 0.08$ dex, т.е. незначительны. Таким образом, содержания алюминия, определяемые в звездах солнечной и пониженной металличности с применением линий разных типов, имеют различия, возрастающие с уменьшением $[\text{Fe}/\text{H}]$. Для их исключения в ряде исследований химического состава звезд [17–20] выполнялись прямые расчеты не-ЛТР поправок. Тем не менее отсутствие в настоящее время оценок не-ЛТР поправок для сеток моделей атмосфер приводит к существенным ошибкам в большинстве определяемых содержаний алюминия в звездах толстого диска и гало Галактики, а также в эмпирической эволюционной зависимости $[\text{Al}/\text{Fe}]$ – $[\text{Fe}/\text{H}]$. Поэтому в рамках данного исследования мы сформировали модель атома Al I, пригодную для не-ЛТР расчетов в атмосферах звезд А–К классов, уточнили на основе анализа спектра Солнца параметры всех наблюдаемых оптических линий и вычислили обширные сетки не-ЛТР поправок.

В разделе 1 представлены используемая модель атома, методика моделирования равновесных состояний и найденные атомные параметры линий Al I. Результаты изучения наблюдаемого спектра Солнца описаны в разделе 2. Раздел 3 содержит анализ физических процессов, формирующих отклонения от ЛТР в атоме Al I, а раздел 4 — сетки не-ЛТР поправок его содержаний для моделей атмосфер звезд различных температур, светимостей и металличностей.

2. МЕТОДИКА РАСЧЕТОВ И МОДЕЛЬ АТОМА

Все не-ЛТР расчеты выполнены нами с использованием метода полной линеаризации в версии Ауэра–Хисли [21], реализованного Н. А. Сахибуллиным в рамках программного комплекса NONLTE3 [22]. Вычисление коэффициентов поглощения в оптическом и ультрафиолетовом диапазоне проводилось с учетом всех источников непрерывного поглощения, эффективных для звезд спектральных классов А–К. Учитывались 34 молекулярные полосы для 13 наиболее важных молекул, полученных Я. Павленко [23] согласно теории Нерсисян и др. [24] и частично дополненных данными Куруца [25], а также около 500 000 линий элементов в 3 стадиях ионизации из списков [25]. При расчетах профилей водородных линий применялась теория уширения Вайдела–Куппера–Смита [26], для остальных линий в качестве дополнительных уширяющих

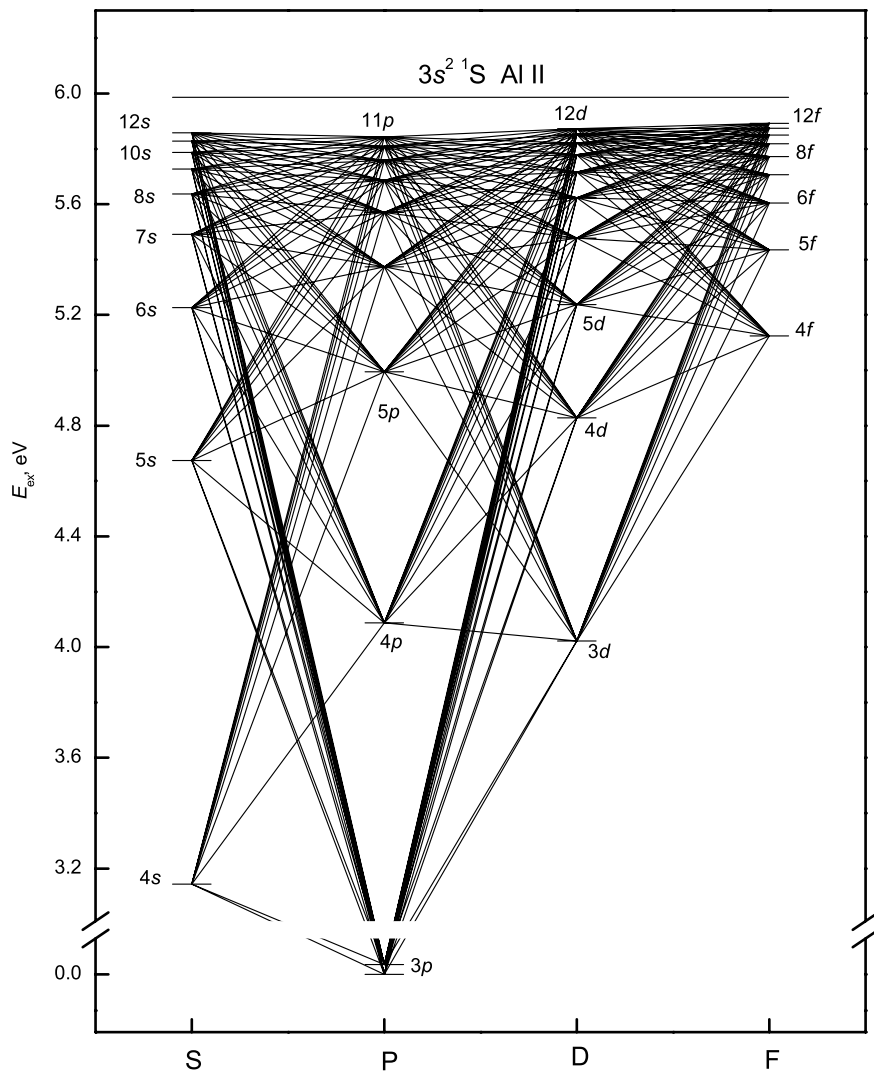


Рис. 1. Модель атома Al II. Показаны все учтенные радиативные переходы.

факторов использовались доплеровское уширение от теплового движения и микротурбулентности (принятой как $\xi_{\text{turb}} = 2.0$ км/с), естественное затухание, штарковское уширение, рассчитываемое по формуле [27], и ван-дер-ваальсовское уширение с константами C_6 , найденными по формуле [28] с масштабирующим коэффициентом $\Delta \log C_6 = 0.7$. Расчеты выполнены для сеток моделей атмосфер Кастелли и Куруца [29]. Модель атмосферы Солнца получена интерполяцией набора сеток моделей согласно методике, изложенной в [30]. Химический состав атмосфер вычислялся масштабированием солнечного [31] пропорционально заданной металличности.

В расчетах использовалась 39-уровневая модель атома, которая включает все уровни атома Al II

со значением орбитального квантового числа $l \leq 3$ (т.е. с учетом S, P, D, F-термов) и главного квантового числа $n \leq 12$. Кроме того, в модель включен уровень $3s^2 \ ^1S$, соответствующий основному состоянию иона Al II. Возбужденное состояние $3p^2 \ ^4P$ Al II не имеет разрешенных переходов на другие уровни атома и для улучшения сходимости и точности расчетов было исключено из моделирования. Энергия ионизации последнего рассматриваемого возбужденного уровня ($12f$) составляет около 0.09 эВ, что позволяет использовать данную модель для анализа содержания Al II в атмосферах звезд с $T_{\text{eff}} > 2000$ К.

Диаграмма Гротриана принятой нами модели атома с указанием всех учтенных радиативных переходов приведена на Рис. 1.

В используемой модели атома учитывалась тонкая структура уровня $3p$. При этом подуровни его тонкого расщепления $3p^2 \ ^2P_{1/2}$ и $3p^2 \ ^2P_{3/2}$ включены в модель атома как отдельные уровни, а линии дублетов, формирующиеся при переходах с них на все вышележащие состояния AlI, рассчитывались раздельно. Отклонения от ЛТР в каждой линии начинаются в слое, где оказывается возможным свободный выход из атмосферы фотонов, излученных в ее крыльях, т.е. где соответствующая оптическая толщина в них становится меньше 1. Глубина формирования отдельных линий мультиплета больше, чем суммарной линии. Поэтому при учете тонкого расщепления уровня $3p$ детальный баланс в переходах с него на вышележащие состояния начинает нарушаться в более глубоких слоях, чем в случае использования обобщенного уровня. В результате не-ЛТР эффекты в заселении уровней и интенсивностях линий различны в этих двух случаях. Отметим, что важность учета тонкого расщепления низколежащих уровней при не-ЛТР расчетах уже была показана ранее в ряде работ по не-ЛТР моделированию (например, [4, 9, 32, 33]).

Энергии возбуждения уровней AlI рассчитаны нами с использованием лабораторных длин волн линий при переходах между ними, представленных Куруцем [25]. Энергия тонкого расщепления и энергия ионизации уровня $3p$ приняты согласно данным Радцига и Смирнова [34].

В модели атома учитываются 318 связанно-связанных переходов, из которых 47 принимались линеаризуемыми. Основной набор применяемых сил осцилляторов вычислен методом тесной связи в рамках Opacity Project и доступен в базе атомных данных TOPbase [13]. Их сравнение с данными, представленными в [25, 34–36] показало совпадение значений в пределах 5–20% для линий, соответствующих переходам между основными уровнями $3p$, $4s$, $3d$, $4p$, $5s$ и $4d$. Силы осцилляторов для линий наиболее важных переходов на вышележащие уровни согласуются в пределах 50%, а для слабых линий различия достигают двух порядков. Однако, в целом нами не найдено значительных и систематических различий представленных в литературе значений сил осцилляторов, позволяющих заметно (более 10%) изменить не-ЛТР населенности уровней AlI.

Сечения фотоионизации со всех уровней AlI в основном варианте расчетов приняты согласно результатам моделирования, выполненного в рамках проекта Opacity Project [13]. Корректный учет ионизации ультрафиолетовым излучением с основного уровня $3p$ имеет большое значение при не-ЛТР расчетах для AlI, так как сечение данного процесса оказывается очень большим (57.2 Mb по данным Opacity Project [13], 65 ± 7 Mb по результатам измерений [37]) и качественно определяет

характер отклонений от ЛТР. Поэтому мы провели сравнение сечений фотоионизации с этого уровня (см. Рис. 2), полученных в четырех исследованиях: в работе Яковлева и др. [38] — методом Хартри-Фока; в работе Хоффсаеса [39] — методом квантовых дефектов; в Opacity Project [13] — методом тесной связи и в работе Кола и Паркинсона [37] — по экспериментальным измерениям. Их анализ показал, что значения пороговых сечений в первых двух источниках (10–12 Mb) оказываются в 5–6 раз меньше, чем в двух других (57–65 Mb). Поэтому нами выполнены специальные тестовые расчеты с альтернативным набором сечений из работы [39] для оценки влияния принятых величин σ на величину не-ЛТР отклонений (см. ниже).

Расчет скоростей ударного возбуждения при столкновениях с электронами производился несколькими способами:

- 1) по двухпараметрическим зависимостям Парка [40] для большинства разрешенных и запрещенных переходов с $n \leq 6$;
- 2) по аппроксимационной формуле Регемортера [41] для остальных разрешенных переходов;
- 3) по таблицам Вайнштейна и др. [42] для ряда переходов между высоколежащими уровнями;
- 4) по аппроксимационной формуле Кастора и Нусбаумера [43] для небольшого количества переходов, не имевших других данных.

При расчете скоростей ударной ионизации электронами с основного состояния $3p \ ^2P$ применялась четырехпараметрическая аппроксимация Вайнштейна и др. [42], для возбужденных уровней скорости рассчитывались с помощью приближения Лотца [44].

Для разрешенных переходов учитывалось ударное возбуждение и ионизация атомами водорода согласно теории Дравина [45]. В работах [45, 46] было показано, что формула Дравина имеет точность до порядка величины, поэтому мы применяли ее с масштабирующим коэффициентом k_H , варьируемым в пределах $k_H = 0.1–1.0$.

Для модели атмосферы Солнца было проведено сравнение результатов, полученных со значениями коэффициента $k_H = 0.1, 0.333, 1.0$. Как показывают расчеты, теоретические профили линий и содержания, определяемые по исследуемым линиям, отличаются незначительно (в пределах 0.01–0.04 dex). Поэтому в окончательных расчетах было принято значение коэффициента $k_H = 0.333$, при котором достигается наилучшее согласие теоретических профилей линий с наблюдаемыми в спектре Солнца.

Для исследования были отобраны 9 линий нейтрального алюминия в диапазоне длин волн

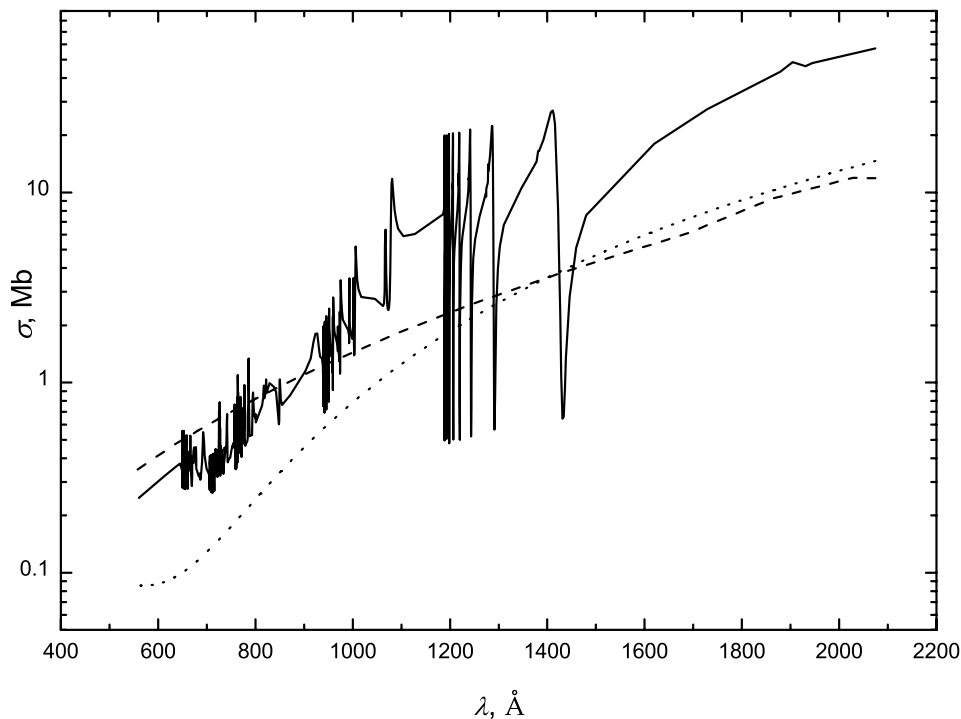


Рис. 2. Сечение фотоионизации с основного уровня Al I согласно данным Opacity Project [13] (сплошная линия), Хоффаеса [39] (штриховая линия) и Яковлева и др. [38] (пунктирная линия).

$\lambda = 3900\text{--}9000 \text{ \AA}$, доступных наблюдениям с помощью большинства современных куде-эшелле-спектрометров: две резонансные ($\lambda\lambda 3944.01$, 3961.52 \AA) и семь субординатных ($\lambda\lambda 6693.03$, 6698.68 , 7362.29 , 7835.32 , 7836.13 , 8772.87 , 8773.90 \AA).

Данные о теоретических и эмпирических силах осцилляторов и параметрах уширения исследуемых линий Al I приведены в таблице. Их теоретические профили и эквивалентные ширины рассчитывались с учетом доплеровского уширения, обусловленного тепловым движением и микро-турбулентностью ξ_{turb} , естественного затухания (с константами, полученными по временам жизни, представленным в [32]), ван-дер-ваальсовского уширения, определяемого по формуле Грея с эмпирическими константами $C_6(pr)$, определенными нами из анализа спектра Солнца (см. ниже), и штарковского уширения согласно теории [47] с параметрами n_{eff} , вычисленными согласно аппроксимации [28]. При исследовании наблюдаемых профилей линий в Атласе Солнца [48] мы принимали во внимание дополнительное уширение вращением с $V \sin i = 1.8 \text{ км/с}$, радиально-тангенциальной макротурбулентностью со скоро-

стью $V_{\text{macr}} = 1.0\text{--}3.0 \text{ км/с}$, индивидуальной для каждой линии, и инструментальным профилем, заданным гауссианой с полушириной, соответствующей спектральному разрешению.

Исходное солнечное содержание алюминия $\log \epsilon_{\text{Al}} = 6.49$ принято согласно данным Гревесса и Сейвела [31], полученным с использованием одномерных моделей атмосфер и соответствующих метеоритному содержанию. В расчетах для звезд с химическим составом, отличным от солнечного, содержание алюминия изменялось пропорционально их металличности.

3. АНАЛИЗ ПРОФИЛЕЙ ЛИНИЙ Al I В СПЕКТРЕ СОЛНЦА

Опыт предшествующих не-ЛТР исследований показывает, что неопределенности в используемых сечениях ударных и радиативных переходов, ошибки в моделях атмосфер и теоретических значениях сил осцилляторов не позволяют корректно воспроизвести наблюдаемые профили всех линий любого элемента при заданном едином содержании. Анализ наблюдаемых профилей максимального числа линий изучаемого элемента позволяет уточнить как их параметры, так и параметры модели атома в

Параметры линий AlI : лабораторные длины волн λ , конфигурации переходов, теоретические (f_{ij}^1 [13] и f_{ij}^2 [25]) и эмпирические (f_{ij}^T и f_{ij}^H , см. текст) силы осцилляторов, константы естественного затухания γ_R и штарковского уширения $n_{\text{эф}}$, теоретические C_6 и эмпирические $C_6(pr)$ константы ван-дер-ваальсовского уширения

$\lambda, \text{\AA}$	Переход	f_{ij}^1	f_{ij}^2	f_{ij}^T	f_{ij}^H	$\gamma_R/10^7$	$n_{\text{эф}}$	$\log C_6$	$\log C_6(pr)$
3944.01	$3p\ ^2P_{1/2}^0 - 4s\ ^2S$	0.1215	0.119	0.120		14.45	2.19	-31.98	-31.70
3961.52	$3p\ ^2P_{3/2}^0 - 4s\ ^2S$	0.1215	0.119	0.120		14.45	2.19	-31.98	-31.70
6696.03	$4s\ ^2S - 5p\ ^2P_{3/2}^0$	0.0134	0.0225	0.0145	0.0137	14.82	3.70	-30.84	-28.55
6698.68	$4s\ ^2S - 5p\ ^2P_{1/2}^0$	0.0067	0.0112	0.0072	0.0067	14.82	3.70	-30.84	-28.55
7362.29	$3d\ ^2D_{5/2} - 7f\ ^2F_{3/2,5/2}^0$	0.0279	0.0312	0.0300	0.0298	7.76	6.96	-29.49	-27.59
7835.32	$3d\ ^2D_{3/2} - 6f\ ^2F_{3/2}^0$	0.0504	0.0561	0.0495	0.0475	8.20	6.59	-29.80	-28.32
7836.13	$3d\ ^2D_{5/2} - 6f\ ^2F_{3/2,5/2}^0$	0.0504	0.0561	0.0500	0.0480	8.20	6.56	-29.80	-28.11
8772.87	$3d\ ^2D_{3/2} - 5f\ ^2F_{3/2}^0$	0.110	0.121	0.105	0.099	8.32	6.13	-29.88	-28.70
8773.90	$3d\ ^2D_{5/2} - 5f\ ^2F_{3/2,5/2}^0$	0.110	0.121	0.099	0.092	8.32	6.13	-29.88	-28.70

целом. К сожалению, атом AlI в оптических спектрах имеет ограниченное число линий (около 15), более половины из которых оказываются сильно блендированными. Кроме того, все доступные изучению линии образуются только с двух нижних уровней $4s$ и $3d$, что не позволяет наблюдательно проверить распределение атомов по энергетическим уровням. Поэтому в рамках моделирования и анализа наблюдаемых профилей линий AlI в спектре Солнца мы решали ограниченную задачу по определению их эмпирических сил осцилляторов и констант уширения. Выбор Солнца обусловлен высокой точностью определения параметров его атмосферы и содержания в ней алюминия, а также наличием наблюдательных данных высочайшего качества в очень широком спектральном диапазоне. Таким образом, для Солнца можно анализировать профили наибольшего числа линий, содержащих качественно больший объем информации, чем их эквивалентные ширины.

В работе использовался потоковый атлас Куруца [48] с характеристиками: $\Delta\lambda \sim 2900-13\ 000 \text{\AA}$, $\lambda/\Delta\lambda = 522\ 000$. При согласовании теоретических и наблюдаемых профилей исследуемых линий мы варьировали значения их сил осцилляторов и константы ван-дер-ваальсовского уширения C_6 , а также скорость макротурбулентных движений в солнечной атмосфере (зависящую от глубины формирования линий и, следовательно, от их интенсивности). При этом учитывалось влияние разных причин уширения теоретических профилей линий, перечисленные в [9]. При уточнении констант ван-дер-ваальсовского уширения по возможности выбирались одинаковые значения

для обеих линий дублетов, чего не удалось добиться только для пары линий $\lambda\lambda 7835.32, 7836.13 \text{\AA}$. Из числа уточняемых параметров мы исключили константы естественного затухания, так как возможные ошибки для них несущественны и очень слабо влияют на результаты (см. [9]), а также константы штарковского уширения, неэффективного в условиях Солнца (см. [32]). Скорость микротурбулентности в расчетах всех линий была зафиксирована на уровне $\xi_{\text{турб}} = 1.0 \text{ км/с}$ согласно результатам работы [3].

Анализ профиля линии $\lambda 7361.55 \text{\AA}$ в спектре Солнца указывает на его асимметрию, вероятно, обусловленную блендированием неизвестными линиями тяжелых элементов или теллурическими деталями. Поэтому мы отказались от ее использования при определении содержаний алюминия в атмосферах звезд. Одновременно мы исключили из изучения линию $\lambda 8828.90 \text{\AA}$, имеющую в спектре Солнца эквивалентную ширину $W_\lambda = 5.6 \text{ m\AA}$ и не позволяющую получить корректные оценки содержаний Al в других звездах. Резонансный дублет AlI $\lambda\lambda 3944.01, 3961.52 \text{\AA}$ находится в области сильного блендирования линиями тяжелых элементов, в том числе дублетом CaII $\lambda\lambda 3933, 3968 \text{\AA}$. Поэтому мы не исправляли теоретические оценки gf для линий данного дублета, имеющие необходимый уровень точности в 3% [34], что подтверждает сравнение с теоретическими данными из таблицы. Значения констант C_6 для них получены согласованием интенсивностей в теоретических и наблюдаемых крыльях линий на длинах волн с наименьшим блендированием. Расчеты с применением

двух вариантов сечений фотоионизации [13, 39] в целом не изменяют наблюдаемые профили всех субординатных линий. Однако при использовании сечений [39] линии оказываются глубже на 3%, что может быть полностью компенсировано изменением их сил осцилляторов. Поэтому мы получили представленные в таблице два набора значений gf для разных вариантов модели атома Al I.

На Рис. 3 представлены примеры согласования теоретических и наблюдаемых профилей семи исследованных субординатных линий. В целом, нам удалось добиться хорошего их согласия в областях, не искаженных блендированием: полного профиля линии $\lambda 8773.90$ Å; красного крыла и ядра линий $\lambda\lambda 6698.68, 7836.13, 8772.87$ Å; синего крыла и ядра линий $\lambda\lambda 7835.32, 6696.03$ Å, и только центральной части линии $\lambda 7362.29$ Å.

Эмпирические силы осцилляторов всех линий в двух вариантах расчетов различаются не более, чем на 6%, что может привести к незначительной (менее 0.02 dex) неопределенности при определении содержаний в атмосферах звезд. Их сравнение с теоретическими значениями из разных источников (см. таблицу) показывает хорошее согласие в пределах 6–8% для обоих наборов gf . Поэтому данное сравнение не позволяет сделать вывод о предпочтительности одного из вариантов сечений фотоионизации.

В целом, найденные эмпирические значения констант C_6 для резонансных линий оказываются увеличенными относительно классических оценок [28] в два раза, для остальных линий — в 30–200 раз (см. таблицу). Для серии из пяти линий, образующихся с уровня $3d$, поправка $\Delta \log C_6$ неуклонно возрастает с уменьшением энергии ионизации верхнего уровня, что соответствует ранее найденной закономерности [3, 9] и косвенно подтверждает корректность наших результатов. Отметим, что набор определенных из анализа и представленных в таблице сил осцилляторов позволяет воспроизвести наблюдаемые профили линий Al I при едином солнечном содержании алюминия. Поэтому все оценки его содержания в атмосферах других звезд, полученные с данным набором, автоматически будут иметь дифференциальную привязку к солнечному значению.

4. АНАЛИЗ ФОРМИРОВАНИЯ ЛИНИЙ Al I В АТМОСФЕРАХ ЗВЕЗД

Нами были проведены расчеты населенностей уровней и линий Al I для сеток моделей атмосфер Кастелли и Куруца [29] в диапазоне параметров: $T_{\text{eff}} = 4000\text{--}9000$ K (с шагом 250 K), $\log g = 0.0\text{--}4.5$ (с шагом 0.5), и пяти индексов металличности $[A] = 0.0; -1.0; -2.0; -3.0; -4.0$.

Ионизационное равновесие различных химических элементов в атмосферах звезд поздних спектральных классов регулируется взаимодействием трех основных механизмов: ионизацией ультрафиолетовым излучением атомов с основного и низковозбужденных уровней, рекомбинацией на высоковозбужденные уровни и последующими спонтанными переходами на более низкие уровни. Как было показано ранее ([15, 16], см. также [49, 50]), для Al I характерен эффект “сверхионизации”, т.е. дополнительной по отношению к условиям ЛТР ионизации его атомов ультрафиолетовым излучением, выходящим из более глубоких слоев. Экстремально большое значение сечения фотоионизации с основного уровня $3p$: $\sigma_0 = 57.2$ Мб [13] обеспечивает высокую эффективность данного процесса и его доминирование над спонтанными переходами с высоковозбужденных уровней. Резонансные линии Al I ($\lambda\lambda 3944.01, 3961.52$ Å) находятся в ближней ультрафиолетовой области спектра и имеют небольшие значения сил осцилляторов $f_{ij}^T = 0.12$, что ограничивает переходы атомов в основное состояние $3p$, оказывающееся в результате сильно недонаселенным.

Важными характеристиками, используемыми нами при дальнейшем анализе отклонений от ЛТР, являются отношения не-ЛТР уровней к вычисленным в рамках ЛТР по формулам Больцмана-Саха населенностям $b_i = n_i \text{NLTE} / n_i \text{LTE}$ и их распределение с оптической глубиной. Подобные распределения для моделей звезд с различными эффективными температурами и металличностью представлены на Рис. 4.

Отклонения от ЛТР начинаются в слоях, где среда становится оптически прозрачной для излучения за порогом ионизации с основного уровня, т.е. на длинах волн $\lambda < 2070$ Å. На этих глубинах в атмосферах холодных звезд поток излучения в частотах ионизации всегда больше локального значения функции Планка $B_\nu(T_{\text{eff}})$, определяющей процессы рекомбинации. Следует отметить, что пороги ионизации со всех возбужденных уровней Al I находятся в оптическом и инфракрасном диапазонах спектра, где влияние ионизации незначительно или отсутствует. Таким образом, фотоионизация атомов Al I происходит исключительно с основного состояния $3p$. Важным условием такой ионизации оказывается наличие достаточного ультрафиолетового потока. В спектрах звезд солнечной металличности с $T_{\text{eff}} < 6000$ K диапазон $\lambda < 2070$ Å оказывается бланкетирован многочисленными линиями нейтральных атомов тяжелых элементов, что обуславливает относительную слабость ионизирующего излучения. При более высокой эффективной температуре или пониженной металличности быстрое уменьшение влияния бланкетирования должно

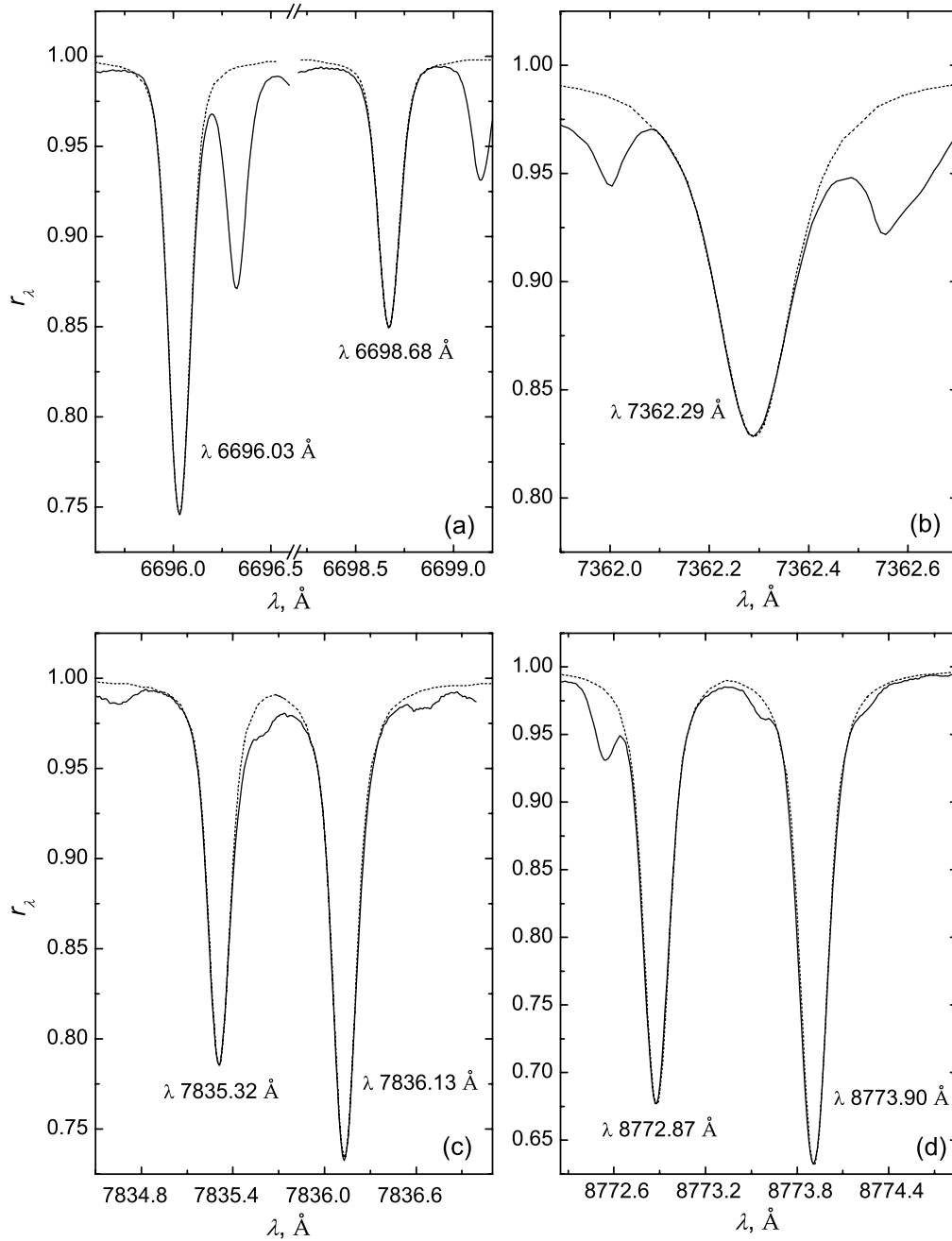


Рис. 3. Согласование теоретических (пунктирные линии) и наблюдаемых в Атласе Солнца [48] (сплошные линии) профилей линий АII.

приводить к быстрому росту отклонений от ЛТР в атоме АII.

Населенности возбужденных уровней определяются цепочками спонтанных переходов с вышележащих состояний и рекомбинацией атомов из континуума. Высоковозбужденные уровни связаны ударными переходами со следующей стадией

ионизации АII, поэтому их населенности слабо отличаются от случая ЛТР. Нижележащие уровни заселяются и опустошаются спонтанными переходами в линиях инфракрасного и красного диапазонов, приводящими в итоге к попаданию атомов в сильно недонаселенное основное состояние $3p$. В результате на глубинах формирования линий насе-

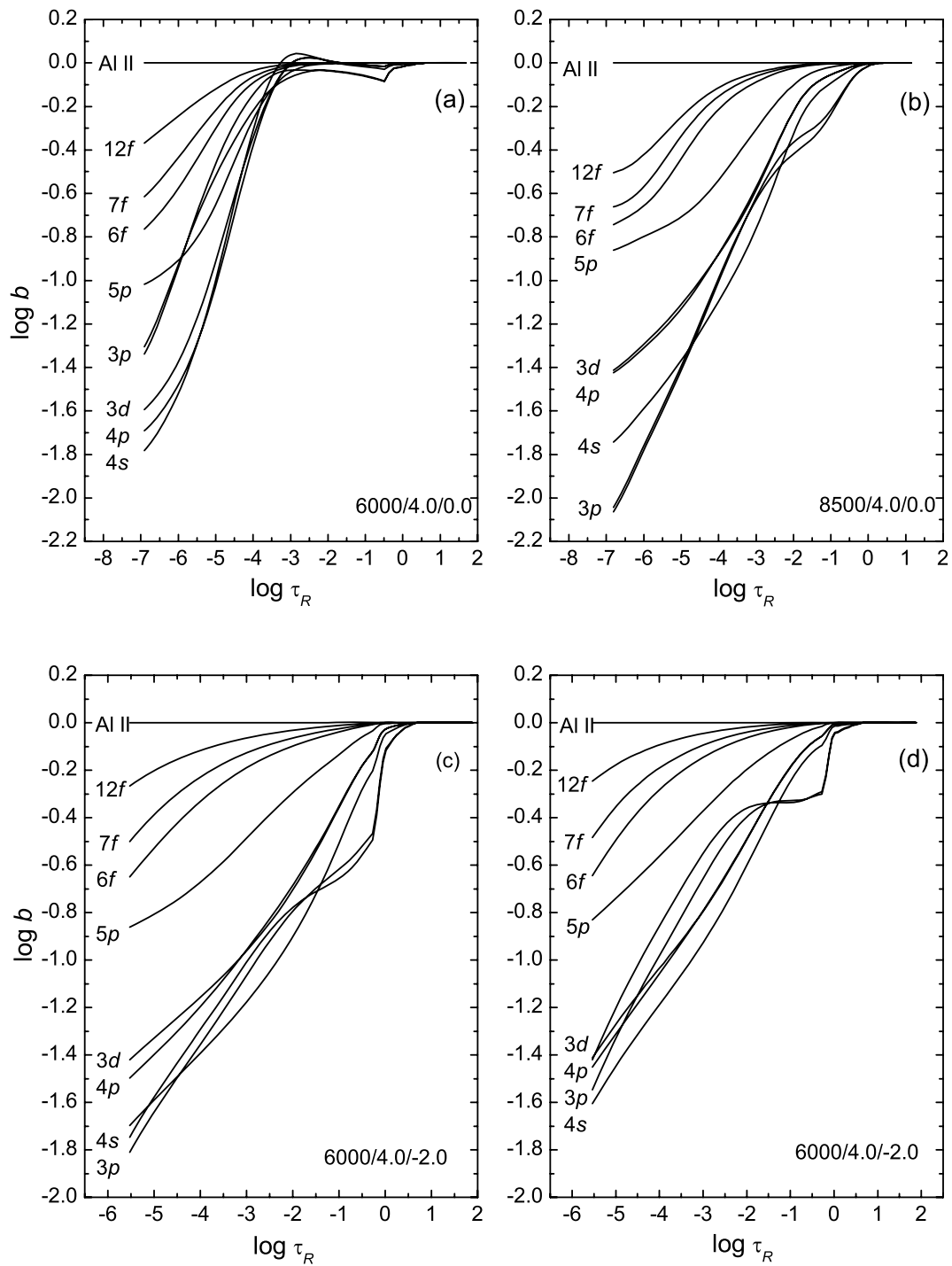


Рис. 4. Изменение b -величин уровней Al I в зависимости от росселандовской оптической глубины для моделей атмосфер с различными эффективными температурами и металличностью.

ленности всех уровней AlI оказываются меньше, чем в условиях ЛТР, т.е. величины b становятся меньше единицы.

Населенность нижних уровней ($3p$, $4s$ и $3d$) всех исследуемых линий в атмосфере звезды с $T_{\text{eff}} = 6000$ К, $\log g = 4.0$, $[A] = 0.0$ (см. Рис. 4а) ниже равновесной ($-0.5 < \log b$), и $\log b$ неизменно отрицательны в слоях с $-4 < \log \tau_R < 0$ (τ_R — росселандовская оптическая глубина) и заметно меньше величин b вышележащих уровней. Повышение температуры (см. Рис. 4б) и ослабление эффектов бланкетирования (Рис. 4с) приводит к росту “сверхионизации” основных уровней до $\log b = -0.9$ в слоях с $-3 < \log \tau_R < 0$. Аналогичный эффект наблюдается при понижении металличности моделей атмосфер ниже $[A] = -1.0$ (см. Рис. 4с). Следует отметить, что в атмосферах с низкой металличностью опустошение основных уровней AlI происходит на больших глубинах, что дополнительно усиливает эффект “сверхионизации”. При этом критически важной величиной для формирования населенностей оказывается сечение фотоионизации основного состояния $3p$. При использовании набора сечений [39] (см. Рис. 4д) величины b нижних уровней возрастают на $\Delta \log b \approx 0.3$ и медленнее уменьшаются с глубиной, чем при использовании сечений [13]. Добавим, что при уменьшении поверхностной силы тяжести рост отклонений от ЛТР оказывается несущественным.

Описанные не-ЛТР отклонения в населенностях уровней приводят к уменьшению коэффициента поглощения в линиях по сравнению с ЛТР. Одновременно, для всех линий AlI, возникающих с уровней, где величины b меньше b -величин верхних уровней, функция источников S_ν становится больше функции Планка. Таким образом, при учете не-ЛТР эффектов линии AlI в спектрах холодных звезд будут ослаблены, а поправки к содержаниям алюминия, полученным по ним в рамках ЛТР, — положительны.

5. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ НЕ-ЛТР ПОПРАВКИ СОДЕРЖАНИЙ ДЛЯ ЛИНИЙ AlI

Для девяти спектральных линий AlI (двух резонансных $\lambda\lambda 3944.01$, 3961.52 Å и семи субординатных $\lambda\lambda 6693.03$, 6698.68 , 7362.29 , 7835.32 , 7836.13 , 8772.87 , 8773.90 Å) нами были рассчитаны не-ЛТР поправки содержания алюминия, определяемые в предположении ЛТР: $\Delta X_{\text{NLTE}} = \log \varepsilon_{\text{NLTE}} - \log \varepsilon_{\text{LTE}}$. При расчетах применялись указанные выше сетки моделей атмосфер [29]. Содержание алюминия изменялось пропорционально общей металличности атмосферы, скорость микротурбулентности оставалась фиксированной на уровне $\xi_{\text{turb}} = 1.0$ км/с. Отметим, что

при варьировании скорости микротурбулентности на $\delta(\xi_{\text{turb}}) = 1.0$ км/с величина не-ЛТР поправки может изменяться на $\delta(\Delta X_{\text{NLTE}}) = \pm 0.04$ dex. Наиболее сильное влияние принятых значений $\log \varepsilon_{\text{NLTE}}$ и ξ_{turb} на величину не-ЛТР поправок наблюдается для линий, лежащих на участке насыщения кривой роста, а именно, у линий $\lambda\lambda 8772.87$, 8773.90 Å для звезд солнечной металличности и линий $\lambda\lambda 3944.01$, 3961.52 Å для звезд с дефицитом металлов.

На Рис. 5–7 представлены зависимости ΔX_{NLTE} от T_{eff} для разных значений $\log g$ и металличности модели $[A]$. При их качественном анализе следует учитывать описанные выше закономерности в отклонениях от ЛТР для населенностей энергетических уровней AlI и положения изучаемых линий на различных участках кривой роста. В частности, для линий, находящихся на линейном участке, характерны умеренные величины не-ЛТР поправок и их прямая зависимость от b -величин нижнего и верхнего уровней переходов. Линии на участке насыщения имеют наибольшие отклонения от ЛТР, заметно зависящие от населенностей уровней и факторов, уширяющих доплеровское ядро: скоростей микротурбулентности и теплового движения. Линии на участке затухания обладают мощными крыльями и показывают наименьшие не-ЛТР поправки. Отметим, что линии $\lambda\lambda 8772.87$, 8773.90 Å находятся на участке насыщения в спектрах звезд солнечной металличности при $T_{\text{eff}} < 7500$ К, а линии $\lambda\lambda 7835.32$, 7836.13 Å — при $T_{\text{eff}} < 6000$ К. В остальных звездах они переходят на линейный участок, где находятся также линии $\lambda\lambda 6693.03$, 6698.68 , 7362.29 Å. Резонансный дублет $\lambda\lambda 3944.01$, 3961.52 Å располагается на участке затухания в звездах с металличностью $[A] = -2.0$ при $T_{\text{eff}} < 7500$ К, с металличностью $[A] = -1.0$ при $T_{\text{eff}} < 6000$ К, а во всех остальных звездах переходит на участок насыщения.

На Рис. 5 приведены не-ЛТР поправки к содержанию алюминия, определенного по субординатным линиям $\lambda\lambda 6698.68$, 7362.29 , 7836.13 и 8773.90 Å в предположении ЛТР, для моделей атмосфер звезд с солнечным содержанием тяжелых элементов $[A] = 0.0$. Выделим группы линий со сходным поведением зависимостей при изменении параметров моделей атмосфер.

Не-ЛТР поправки для дублета $\lambda\lambda 6696.03$, 6698.68 Å, находящегося на линейном участке, возрастают с увеличением температуры моделей атмосфер, начиная с $T_{\text{eff}} = 6000$ К, для всех $\log g$: от $\Delta X_{\text{NLTE}} = 0.0$ dex при $T_{\text{eff}} \approx 6000$ К до ~ 0.3 dex при $T_{\text{eff}} \approx 8000$ К (см. Рис. 5а). Данные изменения полностью обусловлены ростом отклонений от ЛТР в населенностях уровней.

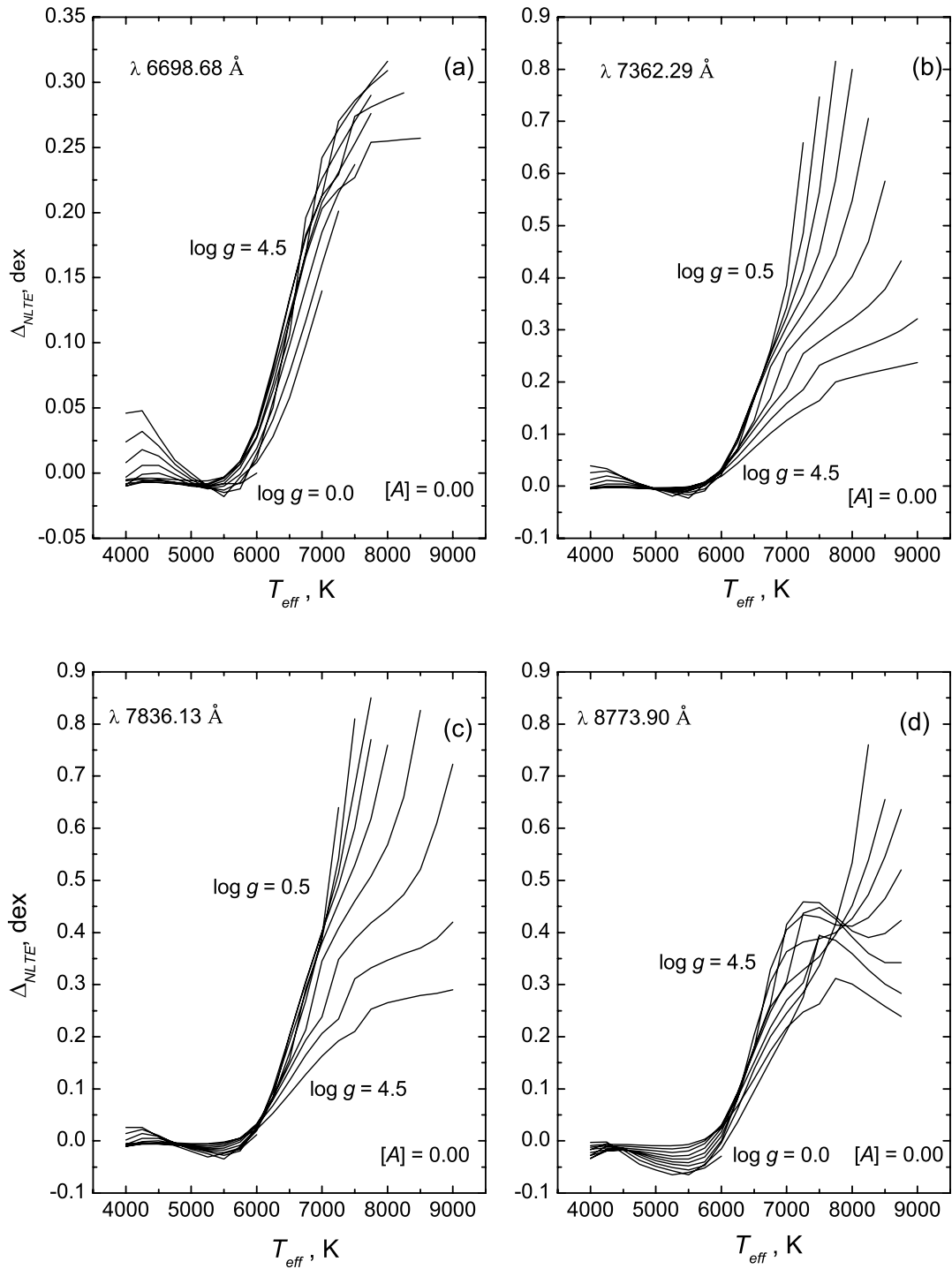


Рис. 5. Не-ЛТР поправки к содержанию Al I по субординатным линиям для моделей атмосфер с нормальной металличностью $[A] = 0.0$.

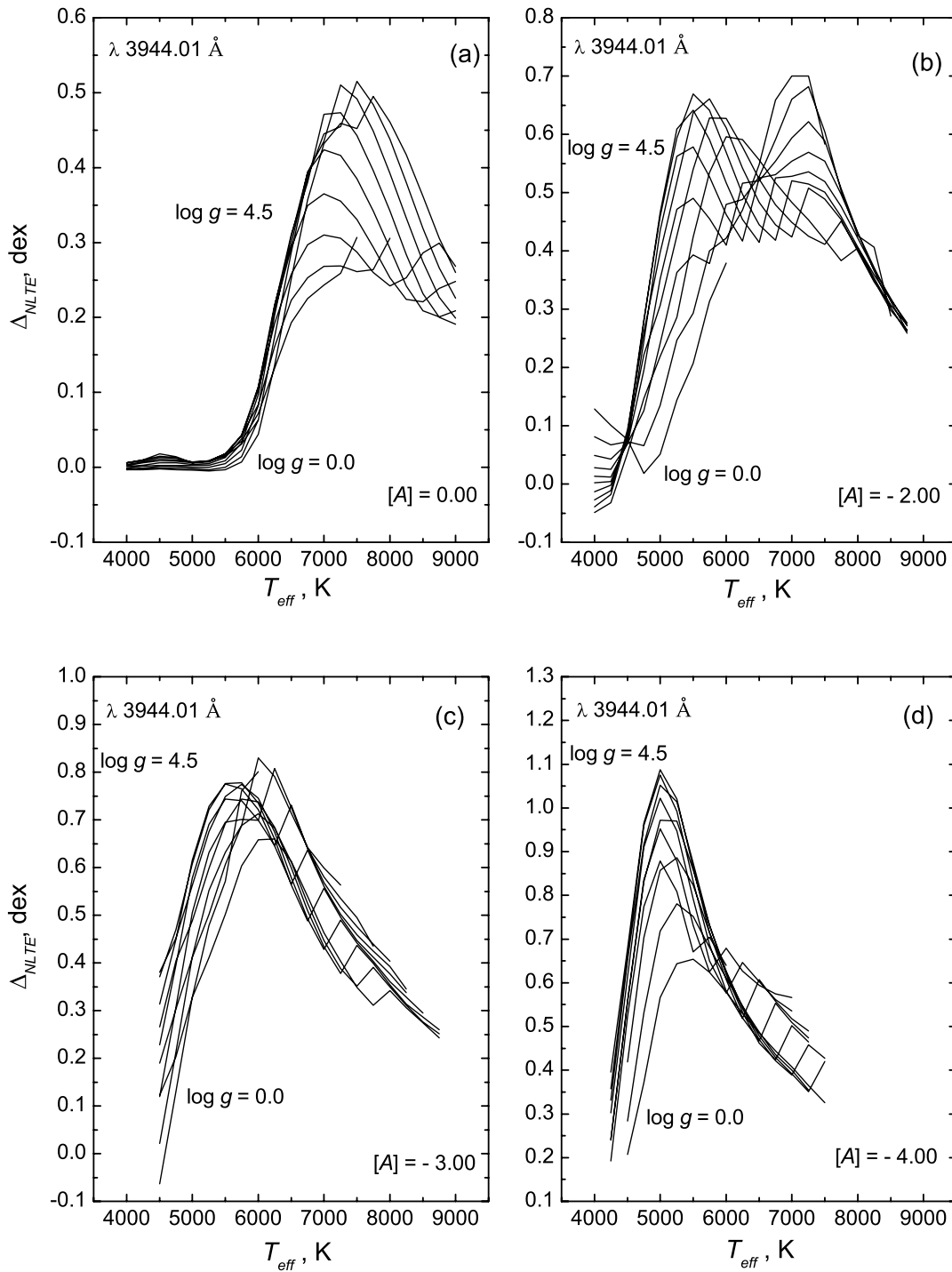


Рис. 6. Не-ЛТР поправки к содержанию Al I по резонансной линии $\lambda 3944.01 \text{ \AA}$ для моделей атмосфер звезд с различным содержанием тяжелых элементов.

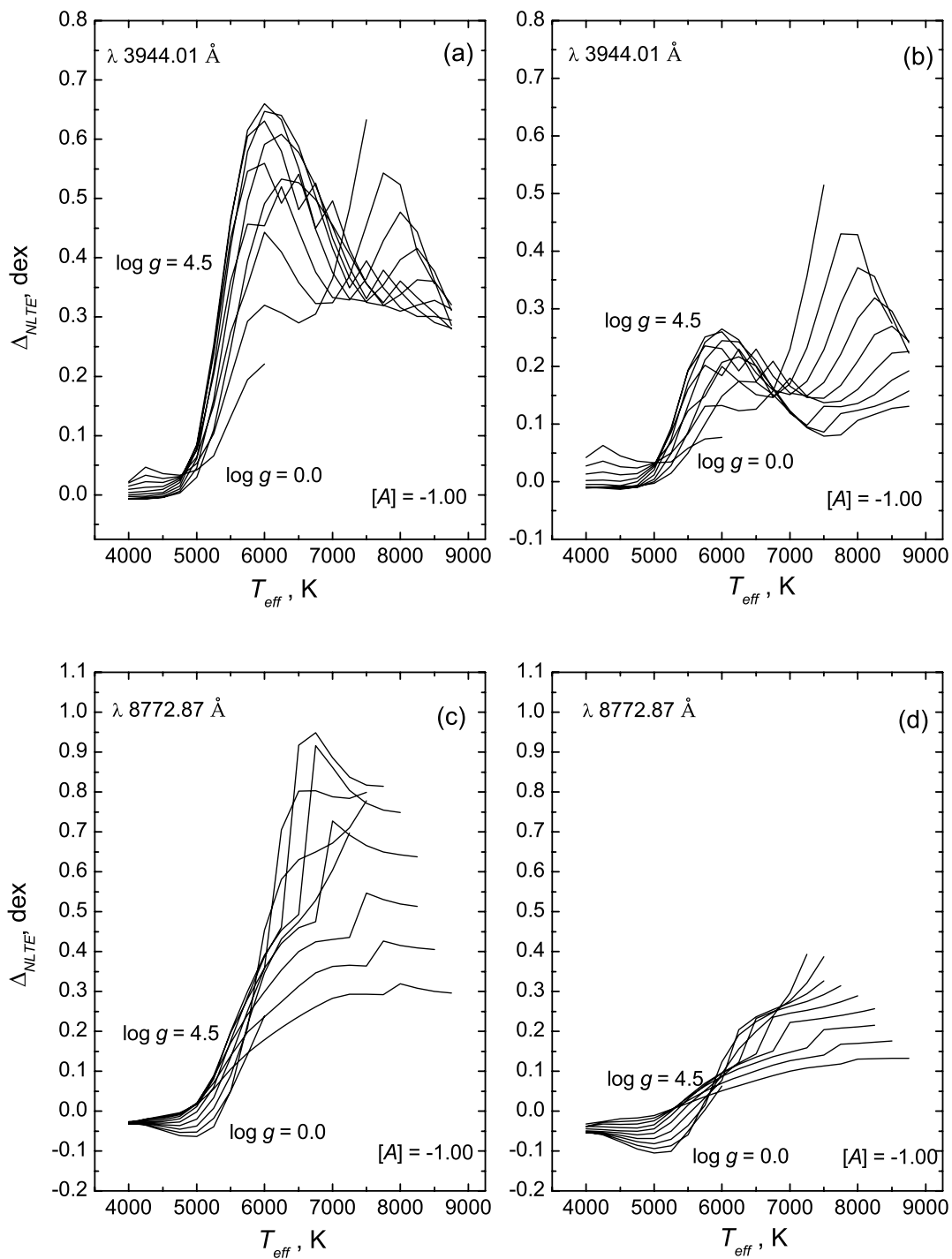


Рис. 7. Не-ЛТР поправки к содержанию AlI для моделей атмосфер с металличностью $[A] = -1.0$ по линии $\lambda 3944.01 \text{ \AA}$ (верхний ряд) и линии $\lambda 8772.87 \text{ \AA}$ (нижний ряд) для различных наборов атомных параметров.

Не-ЛТР поправки для линии $\lambda 7362.29 \text{ \AA}$ (см. Рис. 5b) и дублета $\lambda\lambda 7835.32, 7836.13 \text{ \AA}$ (см. Рис. 5c) также возрастают с повышением температуры атмосферы, начиная с $T_{\text{eff}} \approx 6000 \text{ K}$, но зависят от $\log g$. Зависимости поправок ΔX_{NLTE} растут от 0.0–0.1 dex при $T_{\text{eff}} \approx 6000 \text{ K}$ для всех $\log g$ до 0.7–0.9 dex для $\log g = 1.0 \div 2.0$ при $T_{\text{eff}} = 7500 \div 8000 \text{ K}$ и до 0.2–0.4 dex для $\log g = 4.0 \div 4.5$ при $T_{\text{eff}} = 7500 \div 8000 \text{ K}$. В целом, величина не-ЛТР поправок для этих линий определяется значениями b -фактора уровня $3d$ на разной глубине в атмосфере звезды.

Не-ЛТР поправки для дублета $\lambda\lambda 8772.87, 8773.90 \text{ \AA}$ (см. Рис. 5d) имеют различный характер роста от значения $\Delta X_{\text{NLTE}} = 0.0 \text{ dex}$ при температуре $T_{\text{eff}} < 6000 \text{ K}$ в зависимости от значения поверхностной силы тяжести $\log g$. Так, для моделей с $\log g = 0.5 \div 2.0$ поправки растут по закону, близкому к линейному, достигая величин 0.6–0.75 dex при $T_{\text{eff}} = 8250 \div 8750 \text{ K}$. Для моделей с $\log g = 3.5 \div 4.5$ не-ЛТР поправки после достижения максимального значения 0.3–0.45 dex при $T_{\text{eff}} = 7250 \div 7750 \text{ K}$ при дальнейшем повышении температуры незначительно уменьшаются (на 0.05–0.1 dex), что объясняется переходом этих линий на линейный участок кривой роста.

На Рис. 6 и 7a приведены графики зависимостей не-ЛТР поправок для определения содержания алюминия по резонансной линии $\lambda 3944.01 \text{ \AA}$ для моделей атмосфер звезд с различным содержанием тяжелых элементов (металличность моделей указана в правом нижнем углу каждой части рисунка). Изменения не-ЛТР поправок для линий резонансного дублета $\lambda\lambda 3944.01, 3961.52 \text{ \AA}$ имеют одинаковый характер при разных $\log g$ и характеризуются их возрастанием до максимального значения (0.5 \div 1.1) dex при некотором значении T_{eff} и последующим падением на 0.3–0.8 dex (в зависимости от металличности модели). Отклонения от ЛТР по мере уменьшения содержания тяжелых элементов начинают проявляться в атмосферах все более холодных звезд: от $T_{\text{eff}} = 6000 \text{ K}$ при солнечной металличности ($[A] = 0.0$) до $T_{\text{eff}} = 5250 \text{ K}$ при $[A] = -1.0$ (см. Рис. 7a) и $T_{\text{eff}} < 4500 \text{ K}$ при $[A] = -2.0$ (см. Рис. 7b). В итоге, для звезд с металличностью $[A] \leq -2.0$ не-ЛТР поправки следует учитывать при всех значениях T_{eff} и $\log g$ (см. Рис. 6b–d).

Таким образом, из анализа результатов, представленных на Рис. 5–7, следует, что не-ЛТР поправки ΔX_{NLTE} для звезд солнечной металличности незначительны для звезд классов F–K, возрастают для звезд с более высокими эффективными температурами с появлением зависимости от $\log g$ для некоторых линий и некоторых значений

T_{eff} . Учет не-ЛТР поправок содержаний, полученных по субординатным линиям, оказывается необходимым при $T_{\text{eff}} > 6500 \text{ K}$. При анализе химического состава звезд пониженной металличности ($[A] \leq 1.0$) не-ЛТР поправки содержаний, найденных по резонансным линиям $\lambda\lambda 3944.01, 3961.52 \text{ \AA}$, нужно учитывать в любом случае.

В связи с сильным влиянием значений сечения фотоионизации с нижних уровней атома AlI на величину отклонений от ЛТР нами были вычислены альтернативные не-ЛТР поправки содержаний с использованием сечений, полученных по данным Хоффаеса [39]. На Рис. 7 для моделей атмосфер с металличностью $[A] = -1.0$ представлены зависимости не-ЛТР поправок содержания алюминия, получаемых по резонансной линии $\lambda 3944.01 \text{ \AA}$ (верхний ряд) и субординатной линии $\lambda 8772.87 \text{ \AA}$ (нижний ряд). Рис. 7a и 7c содержат значения ΔX_{NLTE} , рассчитанные с набором сеченийOpacity Project [13], а Рис. 7b и 7d — с набором сечений из работы Хоффаеса [39]. Из сравнения графиков следует, что использование альтернативного набора сечений [39] не меняет вывода о характере не-ЛТР отклонений: значения ΔX_{NLTE} остаются положительными и возрастают с увеличением температуры атмосферы. Однако использование набора сечений [39] приводит к существенному уменьшению величины не-ЛТР поправок.

Как видно из Рис. 7, различие в выборе применяемых сечений фотоионизации наиболее сильно проявляется для звезд с температурами в диапазоне $T_{\text{eff}} = 5500 \div 7000 \text{ K}$. Поэтому для выбора верного набора сечений ионизации с низких уровней атома AlI представляется желательным одновременное определение содержания алюминия в атмосферах таких звезд по резонансным и субординатным линиям. Наилучшим вариантом представляется изучение звезд с металличностью, близкой к $[A] = -1.0$, так как для более бедных металлами звезд субординатные линии будут крайне слабы и не пригодны для анализа, а для звезд нормальной и повышенной металличности определение содержания алюминия с применением резонансного дублета AlI $\lambda\lambda 3944.01, 3961.52 \text{ \AA}$ будет затруднено эффектом их сильного блендирования линиями тяжелых элементов, в том числе дублетом Ca II $\lambda\lambda 3933, 3968 \text{ \AA}$, искажающим уровень континуума и, соответственно, эквивалентные ширины линий.

Поэтому оптимальным для определения содержания алюминия в таких звездах (для сравнения с содержанием, определенным по резонансному дублету AlI $\lambda\lambda 3944.01, 3961.52 \text{ \AA}$) является использование дублета наиболее сильных субординатных линий $\lambda\lambda 8772.87, 8773.90 \text{ \AA}$.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе выполнено комплексное моделирование и анализ не-ЛТР эффектов в атоме Al I, по результатам которого можно сделать следующие выводы.

1. Проведено тестирование используемой для не-ЛТР расчетов модели атома Al I и методики вычислений на основе анализа профилей линий Al I в спектре Солнца. Уточнены силы осцилляторов и константы ван-дер-ваальсовского уширения S_6 исследуемых линий.

2. Результаты расчетов показывают, что для Al I имеет место явление “сверхионизации”. Уровень $3p$ недонаселен в области формирования спектральных линий. Механизм недонаселения связан с доминированием процессов ионизации ультрафиолетовым излучением с основного состояния $3p$ над каскадными переходами с высоковозбужденных уровней, основной причиной чего является большое значение сечения фотоионизации основного состояния $3p$. В результате на глубинах формирования линий населенности уровней оказываются меньше, чем при ЛТР. Таким образом, линии Al I будут ослаблены по сравнению с ЛТР, поэтому не-ЛТР поправки к содержанию Al будут положительными.

3. Для набора атомных параметров по данным Opacity Project [13] рассчитаны наборы не-ЛТР поправок к содержанию Al, определенного в предположении ЛТР ($\Delta X_{NLTE} = \log \epsilon_{NLTE} - \log \epsilon_{LTE}$), для сеток моделей атмосфер в широком диапазоне параметров. Анализ полученных результатов показывает, что не-ЛТР поправки к содержанию Al незначительны для звезд спектральных классов F–K нормальной металличности, но резко возрастают с ростом температуры ($T_{\text{eff}} > 6000$ K) и уменьшением металличности.

4. Использование набора значений сечений фотоионизации уровней нейтрального алюминия из [39] не меняет вывода о характере не-ЛТР отклонений, но существенно уменьшает величину не-ЛТР поправок. Проведенные тестовые расчеты не позволяют сделать однозначный вывод о предпочтительности одного из вариантов сечений ионизации. Тем не менее, близость величины сечения фотоионизации с основным уровнем атома Al I по данным Opacity Project [13] и по результатам прямых измерений [37] позволяет рекомендовать для использования в качестве основного набора атомных параметров данные Opacity Project [13].

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают искреннюю признательность Н. А. Сахибуллину за полезные советы, высказанные им при разработке методики не-ЛТР моделирования. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 10-02-01145-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Y. V. Pavlenko and A. Magazzu, *Astronom. and Astrophys.* **311**, 961 (1996).
2. D. Kiselman, *New Astron. Rev.* **45**, 559 (2001).
3. L. L. Mashonkina, V. V. Shimanskii, N. A. Sakhbullin, *Astron. Rep.* **44**, 790 (2000).
4. N. N. Shimanskaya, L. L. Mashonkina, N. A. Sakhbullin, *Astron. Rep.* **44**, 530 (2000).
5. N. Przybilla, K. Butler, S. R. Becker, and R. P. Kudritzki, *Astronom. and Astrophys.* **369**, 1009 (2001).
6. J. R. Shi, T. Gehren, L. Mashonkina, and G. Zhao, *Astronom. and Astrophys.* **503**, 533 (2009).
7. Y. Takeda, O. Hashimoto, H. Taguchi, et al., *Publ. Astronom. Soc. Japan* **57**, 751 (2005).
8. L. Mashonkina, A. J. Korn, and N. Przybilla, *Astronom. and Astrophys.* **461**, 261 (2007).
9. D. V. Ivanova and V. V. Shimanskii, *Astron. Rep.* **44**, 376 (2000).
10. Ya. Pavlenko, M. R. Zapatero Osorio, and R. Rebolo, *Astronom. and Astrophys.* **355**, 245 (2000).
11. E. V. Belyakova and L. I. Mashonkina, *Astron. Rep.* **41**, 530 (1997).
12. L. I. Mashonkina and I. F. Bikmaev, *Astron. Rep.* **40**, 94 (1996).
13. M. J. Seaton, C. J. Zeippen, J. A. Tully, et al., *Rev. Mex. Astron. Astrofis.* **23**, 19 (1992).
14. T. Gehren, C. Reile, and W. Steenbock, *Stellar Atmospheres Beyond Classical Models* (Kluwer, Dordrecht, 1991), p. 387.
15. D. Baumuller and T. Gehren, *Astronom. and Astrophys.* **307**, 961 (1996).
16. D. Baumuller and T. Gehren, *Astronom. and Astrophys.* **325**, 1088 (1997).
17. I. F. Bikmaev, T. A. Ryabchikova, H. Brunt, et al., *Astronom. and Astrophys.* **389**, 537 (2002).
18. P. J. D. Mauas, R. F. Borda, and M. L. Luoni, *Astrophys. J. Suppl.* **142**, 285 (2002).
19. T. Gehren, Y. C. Liang, J. R. Shi, et al., *Astronom. and Astrophys.* **413**, 104 (2004).
20. L. Mashonkina, L. Zhao, T. Gehren, et al., *Astronom. and Astrophys.* **478**, 529 (2008).
21. L. H. Auer and J. Heasley, *Astrophys. J.* **205**, 165 (1976).
22. Н. А. Сахибуллин, *Труды Казанск. гор. астрон. обсерв.* **48**, 9 (1983).
23. Ya. V. Pavlenko, *Doctoral Dissertation in Mathematics and Physics* (GAO, Kiev, 1996).
24. S. E. Nersisyan, A. V. Shavrina, A. A. Yaremchuk, *Astrophysics*, **30**, 147 (1989).
25. R. L. Kurucz, *SAO CD-ROMs (MA02138, Cambridge, USA, 1994)*.
26. C. R. Vidal, J. Cooper, and E. W. Smith, *Astrophys. J.* **25**, 37 (1973).
27. R. L. Kurucz and I. Furenlid, *SAO Special Rep.* **387**, 1 (1979).
28. A. Unsold, *Physik der Sternatmosphären* (Springer, Berlin–Gottingen–Heidelberg, 1955).
29. F. Castelli and R. L. Kurucz, *IAUS* **210**, A20 (2003).
30. V. F. Suleymanov, *Astron. Astrophys. Trans.* **2**, 197 (1992).

31. N. Grevesse and A. J. Sauval, *Space Sci. Rev.* **85**, 161 (1998).
32. J. H. Bruls, R. J. Rutten, and N. Shchukina, *Astronom. and Astrophys.* **265**, 237 (1992).
33. L. I. Mashonkina, N. N. Shimanskaya, and V. V. Shimansky, *Odessa Astron. Publ.* **9**, 78 (1996).
34. A. A. Радциг, Б. М. Смирнов, *Параметры атомов и атомных ионов* (Энергоатомиздат, Москва, 1986).
35. E. Biemont and N. Grevesse, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **12**, 217 (1973).
36. W. L. Wiese, M. W. Smith, and B. M. Miles, *Atomic Transition Probabilities. II. Sodium through Calcium. A critical data compilation* (NSRDS-NBS, Nat. Bur. Standarts, Washington, 1969).
37. J. L. Kohl and W. H. Parkinson, *Astrophys. J.* **184**, 641 (1973).
38. D. G. Yakovlev, L. M. Band, M. B. Trzhaskovskaya, and D. A. Verner, *Astronom. and Astrophys.* **237**, 267 (1990).
39. D. Hofsaess, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **24**, 285 (1979).
40. C. Park, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* **11**, 7 (1971).
41. H. Van Regemorter, *Astrophys. J.* **132**, 906 (1962).
42. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков, *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий* (Наука, Москва, 1979).
43. J. I. Castor and H. Nussbaumer, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **155**, 293 (1972).
44. W. Lotz, *Z. Physik* **232**, 101 (1970).
45. W. Steenbock and H. Holweger, *Astronom. and Astrophys.* **130**, 319 (1984).
46. Y. Takeda, K. Kato, and Y. Watanabe, *Publ. Astronom. Soc. Japan* **48**, 511 (1996).
47. C. Cowley, *Observatory* **91**, 139 (1971).
48. R. L. Kurucz, I. Furenlid, J. Brault, and L. Testerman, *Solar Flux Atlas from 296 to 1300 nm* (Nat. Solar Obs., Sunspot, New Mexico, 1984).
49. В. С. Менжевицкий, В. В. Шиманский, Н. Н. Шиманская, *Кинематика и физика небесных тел* **26**, 210 (2009).
50. В. С. Менжевицкий, В. В. Шиманский, Н. Н. Шиманская, *Ученые записки Казанского государственного университета* **153**, 95 (2010).

Non-LTE Effects in Al I Lines

V.S. Menzhevitski, V.V. Shimansky, N.N. Shimanskaya

We present the theoretical analysis of the Al I line formation in the spectra of late-type stars ignoring the assumption of local thermodynamic equilibrium (LTE). The calculations were based on the 39-level aluminum atom model for one-dimensional hydrostatic stellar atmosphere models with the parameters: T_{eff} from 4000 to 9000 K, $\log g = 0.0-4.5$, and metallicity $[A] = 0.0; -1.0; -2.0; -3.0; -4.0$. The aluminum atom model and the method of calculations were tested by the study of line profiles in the solar spectrum. We refined the oscillator strengths and Van-der-Vaals broadening constants C_6 of the investigated transitions. We conclude that the Al I atom is in the overionization state: the $3p$ level is underpopulated in the line formation region. This leads to the line weakening, as compared with the LTE results. The overionization effect becomes more pronounced with increasing temperature and decreasing metallicity. We show that the use of various atomic data (ionization cross-sections) for the low levels of Al I does not change the behavior of non-LTE deviations, whereas the value of these deviations varies essentially. For nine selected Al I lines we calculated the grids of theoretical non-LTE corrections ($\Delta X_{\text{NLTE}} = \log \varepsilon_{\text{NLTE}} - \log \varepsilon_{\text{LTE}}$) to the Al abundances determined with the LTE assumption. The non-LTE corrections are positive and significant for the stars with temperatures $T_{\text{eff}} > 6000$ K. These corrections weakly depend on $\log g$, and increase with declining stellar metallicity.

Keywords: *line: formation—line: profiles—stars: atmospheres*