

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

НОЯБРЬ, 1975

ВЫПУСК 4

ОБЗОРЫ

МОДЕЛИ АТМОСФЕР НОРМАЛЬНЫХ ЗВЕЗД

(Обзор работ 1965—1973 гг.)

А. С. ЛЮБИМКОВ

Поступила 20 января 1975

Приводятся основные данные о моделях атмосфер звезд классов (0) — М, рассчитанных в 1965—1973 гг. Обсуждается влияние покровного эффекта конвекции, отклонений от локального термодинамического равновесия и вариаций в химическом составе на структуру атмосферы и спектр выходящего излучения. Для каждого спектрального класса указаны наиболее точные модели; рассмотрены результаты их сравнения с наблюдениями.

1. *Введение.* Решение ряда астрофизических задач основано на сравнении наблюдаемых звездных спектров с теоретическими, рассчитанными с помощью моделей звездных атмосфер. Примером такой задачи может служить определение химического состава звезд методом тонкого анализа (методом моделей атмосфер). Как известно, при наличии достаточно высокого качественного наблюдательного материала последний дает более точные результаты, чем метод кривых роста. Применение метода тонкого анализа связано с подбором модели атмосферы, наилучшим образом согласующейся с наблюдениями исследуемой звезды. Для такого подбора необходима сетка моделей, вычисленная для ряда значений эффективной температуры $T_{\text{эф}}$ и ускорения силы тяжести g .

Модель атмосферы определяется заданием $T_{\text{эф}}$, g и химического состава. Оказывается, часто для расчета структуры атмосферы и потока излучения достаточно задать только относительное содержание гелия и водорода He/H, в то время как обилие других элементов, менее распростра-

ненных, требуется лишь при вычислении профилей и эквивалентных ширины соответствующих линий. Отношение He/H (по числу атомов) в атмосферах нормальных звезд близко к 0.1, и, как показывают расчеты, увеличение или уменьшение этой величины в два раза практически не влияет на структуру атмосферы. Следовательно, для применения метода тонкого анализа обычно не требуется никаких предварительных данных о химическом составе звезды, кроме грубой оценки отношения He/H . Однако в некоторых случаях, рассмотренных в третьей части, на строение атмосферы может влиять и содержание других элементов. Например, в атмосферах звезд классов G и K заметную роль играет обилие металлов, от которого сильно зависит концентрация свободных электронов и коэффициент поглощения, а в атмосферах наиболее холодных звезд — содержание C, N и O, так как эти элементы участвуют в образовании некоторых важных молекул. В таких случаях, наряду с T_{eff} и g , в сетке моделей должен варьироваться также и химический состав.

Расчеты моделей атмосфер, отвечающих современным требованиям, весьма громоздки и выполнимы лишь при наличии достаточно мощных электронно-вычислительных машин. С другой стороны, в течение последних десятилетия появилось множество работ, посвященных таким расчетам, поэтому имеется возможность использования уже опубликованных моделей.

Значительный прогресс, достигнутый в последние годы в области построения моделей звездных атмосфер, объясняется широким применением ЭВМ и разработкой новых эффективных методов, позволяющих с большой точностью рассчитать структуру атмосферы. Прежде всего, здесь следует отметить метод уточнения распределения температуры, предложенный Ю. Эвреттом и М. Круком [1] в 1963 году и позже усовершенствованный Д. Михаласом [2, 3] для случая конвективной атмосферы. (Описание других методов температурной коррекции можно найти, например, в работе А. Салара и А. Круусмаа [4]). Существенное повышение точности моделей атмосфер горячих звезд было достигнуто с помощью метода полной линеаризации [5], который позволил отказаться от предположения о локальном термодинамическом равновесии. Интенсивное использование этих методов стало возможным благодаря широкому применению ЭВМ.

Первые обширные сетки моделей, полностью рассчитанные с помощью ЭВМ, были опубликованы в 1965 году Д. Михаласом [6] и С. Стромом и Ю. Эвреттом [7]. В последующие годы были выполнены многочисленные вычисления моделей атмосфер звезд спектральных классов от O до M включительно. Так как на каждый спектральный класс приходится несколько сеток моделей, то необходимо отобрать среди них наиболее точные.

В настоящем обзоре мы рассмотрим сетки моделей атмосфер нормальных звезд (подавляющее большинство расчетов относится именно к таким

звездам), рассчитанных в 1965—1973 гг. и частично в 1974 году. Сведения о более ранних вычислениях, имеющих в настоящее время скорее историческое, чем практическое значение, можно найти, например, в статье Г. Мюнча [8] и в обзоре А. Круусмаа [9]. Так как метод тонкого анализа связан с применением именно сеток моделей, мы не рассматриваем работы, посвященные построению модели атмосферы для какой-либо одной конкретной звезды. В частности, не обсуждаются различные модели солнечной атмосферы. Далее, в обзоре не представлены немногочисленные модели атмосфер ядер планетарных туманностей, белых карликов и других звезд, которые в силу своих особенностей требуют отдельного рассмотрения. Наконец, здесь мы обсуждаем преимущественно те работы, в которых приводятся результаты расчетов, то есть распределение температуры и давления с глубиной и распределение энергии в непрерывном спектре.

В следующей части обзора дается сводка моделей звездных атмосфер и описываются их характерные особенности. В третьей части анализируется влияние некоторых эффектов на строение атмосферы и спектр выходящего излучения. Список моделей, рекомендуемых для практического применения, приводится в четвертой части.

2. *Модели звездных атмосфер.* Основные данные о сетках моделей атмосфер, рассчитанных начиная с 1965 года, приведены в табл. 1 (см. приложение). Большинство этих моделей вычислялось на основе одних и тех же предположений, а именно:

- 1) атмосфера представляет собой плоскопараллельную среду;
- 2) строение атмосферы отвечает условию гидростатического равновесия;
- 3) при отсутствии конвекции в атмосфере звезды осуществляется лучистое равновесие; учет конвекции производится на основе теории длиннч перемешивания;
- 4) в атмосфере имеет место локальное термодинамическое равновесие (ЛТР).

В последние годы ряд моделей атмосфер горячих звезд рассчитан при отказе от последнего предположения. Такие модели в табл. 1 отмечены особо. Кроме того, в табл. 1 указаны:

- а) спектральные классы моделей;
- б) область эффективных температур $T_{\text{эф}}$ (в градусах Кельвина) и ускорений силы тяжести на поверхности звезды g (в см/сек^2);
- в) химический состав атмосферы;
- г) источники непрозрачности в непрерывном спектре;
- д) учет поглощения в линиях (покровный эффект) и учет других эффектов (например, конвекции или отклонений от ЛТР):

е) постоянство интегрального потока по глубине, то есть относительная ошибка $|\Delta F/F|$; эта величина характеризует точность определения распределения температуры;

ж) физические величины, для которых приведены результаты вычислений;

з) область длин волн, в которой рассчитан монохроматический поток выходящего излучения;

и) автор работы.

Задание химического состава часто сводится к заданию отношения He/H (по числу атомов). Однако в вычислении некоторых моделей участвуют и другие элементы. Их содержание либо соответствует солнечному химическому составу (Л. Гольдберг и др. [10], здесь принято $\text{He}/\text{H}=0.20$), либо отличается от него, тогда конкретные данные по химическому составу можно найти в соответствующей работе. Иногда в табл. 1 указывается среднее содержание металлов A . Отметим, что солнечный химический состав [10] принят в таблицах Г. Боде [11], использованных в отдельных моделях для определения непрозрачности атмосферы.

В расчетах обычно применяется либо монохроматическая оптическая глубина τ_λ , соответствующая длине волны λ (А), либо оптическая глубина τ_R , соответствующая среднему коэффициенту поглощения Росселанда k_R . В моделях, построенных при отказе от условия ЛТР, в качестве аргумента используется величина m , равная массе столба газа сечением 1 см^2 , расположенного над данным уровнем глубины в атмосфере.

Почти по всех рассматриваемых работах приводится распределение температуры T и газового давления P_g с глубиной. Кроме этих основных характеристик, отдельные сетки моделей содержат также результаты расчетов таких величин, как

P_{tot} — полное давление (или n_{tot} — полная концентрация частиц),

P_e — электронное давление (или n_e — концентрация свободных электронов),

n_p — концентрация протонов,

P_s — световое давление,

dP_s/dz — градиент светового давления,

P_t — турбулентное давление,

v_t — турбулентная скорость,

ρ — плотность,

μ — средний молекулярный вес,

F_c — конвективный поток,

F_c/F — отношение конвективного потока к полному потоку,

∇_A, ∇_R — адиабатический и радиативный температурные градиенты,

$X_{\text{III}}, X_{\text{III}^+}$ — доля нейтрального и ионизованного водорода.

$X_{\text{H-I}}, X_{\text{H-II}}, X_{\text{H-III}}$ — доля нейтрального, ионизованного и дважды ионизованного гелия,

S — функция источников,

k и z — коэффициенты поглощения и рассеяния на грамм вещества.

В некоторых моделях шкале оптических глубин τ противопоставляется шкала геометрических высот z , отсчитываемых от какого-то условного уровня в атмосфере (например, от уровня $z = 1$).

Кроме строения атмосферы, которое определяется ходом перечисленных параметров с глубиной, в рассматриваемых работах обычно приводится распределение энергии и непрерывном спектре, то есть поток выходящего излучения F_ν в зависимости от частоты ν или длины волны λ . Для ряда моделей рассчитан бальмеровский скачок D_B , а также эквивалентные ширины W и профили некоторых линий.

Заметим, что в пятом столбце табл. 1 для краткости через $\sigma(e^-)$ обозначено рассеяние на свободных электронах, а через $\sigma(\text{H})$, $\sigma(\text{He})$ и $\sigma(\text{H}_2)$ — рэлеевское рассеяние соответственно на атомах H и He и молекулах H_2 .

Обратимся теперь к анализу отдельных работ. Следует отметить, что некоторые из упомянутых здесь моделей атмосфер звезд классов O и B уже были рассмотрены в обзоре А. Круусамаа [9]. Однако в нем не представлены наиболее полные и точные сетки моделей для этих звезд, появившиеся в последнее время.

Первая обширная сетка моделей, рассчитанная с помощью метода Эфретта-Крука [11], опубликована Д. Михаласом [6] в 1965 году. Расчеты выполнены с высокой точностью и в широком диапазоне эффективных температур и ускорений силы тяжести (см. табл. 1). Распределение энергии в спектре приведено для 99 моделей, из них для 33 моделей одновременно опубликованы данные о строении атмосферы. Позже некоторые из этих моделей были пересчитаны с учетом покровного эффекта (см. ниже). Имеется подробное описание методики вычислений [12].

Сетка из 60 моделей в области спектральных классов O—G опубликована К. де Ягером и А. Невениом [13]. Температурное распределение эти авторы определяли следующим образом. Используя модели атмосфер некоторых звезд, рассчитанные в 50-х годах, они построили для каждой из них зависимость величины $T(\tau) - T_{\text{eff}}$ от τ ; найденная путем усреднения полученных данных функция считалась искомой. Очевидно, что такой метод определения температуры в широком диапазоне значений T_{eff} является весьма приближенным. К тому же точность моделей, использованных в качестве исходного материала, невысока. Поэтому модели де Ягера и Невенио следует применять с большой осторожностью.

Сетку из 17 моделей атмосфер звезд классов О и В рассчитала А. Кру-усмаа [14], при этом уточнение распределения температуры было выполнено по методу Люси (см. [4]).

Данные о 5 моделях, соответствующих приблизительно звезде класса О9, приведены в работе А. Андерхилл [15], причем распределение температуры и давления для двух моделей было опубликовано ранее [16, 17]. Как будет показано в 3-ей части обзора, при расчетах моделей атмосфер необходимо принимать во внимание покровный эффект, то есть влияние линий поглощения на структуру атмосферы и распределение энергии в непрерывном спектре. В частности, для горячих звезд особенно сильным оказывается влияние линий в ультрафиолетовой части спектра. В одной из упомянутых моделей ($T_{eff} = 32023$, $\lg g = 4$) приблизительно учтен этот эффект. Опубликованы также данные о нескольких моделях атмосфер В-звезд, вычисленных Андерхилл [18] без учета покровного эффекта.

В. Куруч [19] рассчитал 18 моделей атмосфер звезд классов О и В, приняв во внимание наряду с многочисленными источниками непрозрачности в непрерывном спектре поглощение в линиях серий Лаймана и Бальмера. Опубликована программа этих вычислений [20], нашедшая применение в расчетах других авторов.

Около 100 линий в ультрафиолетовой части спектра учтено в 19 моделях, построенных для О- и В-звезд Д. Мортонем и др. [21—25]. Согласно расчетам Мортоня [26], доля энергии, поглощенной в этих линиях, составляет 20% для звезд класса В0V и 31% — для звезд класса В2V. Это приводит к такому перераспределению потока излучения F_λ по частоте, которое для моделей, рассчитанных без учета покровного эффекта, эквивалентно увеличению T_{eff} на 1500—2000 градусов. Однако, как показали Д. Эберляйн и др. [27], роль покровного эффекта в рассматриваемых моделях, по-видимому, преувеличена, и поправка в T_{eff} в действительности не превышает нескольких сотен градусов.

22 модели атмосфер в области эффективных температур от 10000° до 20000° рассчитали С. Стром и Ю. Эвретт [7]. В той же области T_{eff} Д. Клингсмит [28] построил 120 моделей с учетом покровного эффекта. Следует отметить, что для большинства моделей Клингсмита величина относительной ошибки $|\Delta F/F|$, характеризующая точность определения зависимости T от τ , не превышает нескольких процентов. Однако имеются и такие модели, в которых значения $|\Delta F/F|$ достигают 20, 30 и даже 50 процентов, что заметно ниже обычной точности (см. табл. 1). Существенной особенностью моделей Клингсмита является широкий диапазон изменения величины He/H , что позволяет применять эти модели к звездам с аномальным содержанием гелия.

Все перечисленные выше модели основаны на предположении о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР). Однако, как показали

исследования последних лет, в атмосферах горячих звезд существенную роль играют эффекты отклонений от ЛТР. Для учета этих эффектов А. Ауэр и Д. Михалас [5] разработали метод полной линеаризации. Уже первые расчеты, выполненные с его помощью, показали, что отклонения от ЛТР оказывают значительное влияние на распределение температуры в верхних слоях атмосфер звезд классов В [29] и О [30]. Особенно сильное отличие от случая ЛТР было найдено для профилей и эквивалентных ширины водородных линий в спектрах О-звезд [30]. Из двух упомянутых работ в табл. I включена только одна, содержащая 5 моделей для $25000^\circ < T_{\text{eff}} < 50000^\circ$, так как в ней приведены данные о строении атмосферы и потоке выходящего излучения: во второй работе, относящейся к поздним В-звездам [29], такие данные фактически отсутствуют.

Более точные модели атмосфер, вычисленные при отказе от предположения о ЛТР, опубликовал Михалас [31] в 1972 году. Эта сетка содержит 36 моделей; кроме того, приводятся данные для 36 ЛТР-моделей, рассчитанных при тех же значениях T_{eff} и g . Здесь приближенно учтено поглощение атомами С, N и O путем усреднения их свойств («средний легкий элемент»). Более подробно вопрос о влиянии отклонений от ЛТР на модели звездных атмосфер будет рассмотрен в третьей части.

Перейдем теперь к звездам классов А и F. Кроме уже упомянутых работ Михаласа [6] и де Ягера и Невена [13], здесь можно отметить вычисления Н. С. Комарова и др. [32, 33]. Было рассчитано 6 моделей атмосфер при постоянном химическом составе ($T_{\text{eff}} = 11000^\circ$ и 8100°) и 26 моделей для двух значений содержания металлов. Точность этих моделей сравнительно невысока, так как при определении температурного распределения не учитывалась «несерость» атмосферы. Покровный эффект и конвекция также не принимались во внимание.

Михалас [34], продолжив начатые ранее вычисления [6], рассчитал 20 моделей атмосфер для звезд классов В8—F2. При этом учитывался покровный эффект за счет бальмеровских линий. Как известно, в классе А эти линии наиболее интенсивны и, кроме того, они приходятся на ту часть спектра, где рассматриваемые звезды излучают наибольшую энергию. За счет этого в бальмеровских линиях поглощается около 10—15 процентов полного потока.

В спектрах более холодных звезд присутствует множество линий средней интенсивности, поэтому покровный эффект здесь приходится учитывать с помощью статистических методов. Такой метод был применен Д. Карбоном и О. Джинджеричем [35] при построении 50 моделей атмосфер звезд классов А—К. При $T_{\text{eff}} < 8500^\circ$ принималась во внимание также конвекция.

В 9 моделях Т. Киппера [36] распределение температуры задавалось в готовом виде

$$f(\tau) = T_{eff}/T(\tau),$$

причем значения функции $f(\tau)$ были взяты из работы Михаласа [34] для модели с параметрами $T_{eff} = 7200$, $\lg g = 4$. Следовательно, здесь фактически был использован тот же приближенный метод определения температуры, что и в работе де Ягера и Невена [13]. Однако точность моделей Киппера намного выше, чем моделей де Ягера и Невена, так как Киппер использовал более точную исходную модель, а найденную из этой модели зависимость $f(\tau)$ применил в гораздо более узкой области эффективных температур

15 моделей для сверхгигантов классов F и G вычислены С. Б. Парсонсом [37] при учете конвекции, покровного эффекта и турбулентного давления

В атмосферах звезд классов G и K металлы являются основными поставщиками свободных электронов. Поэтому их содержание может оказывать значительное влияние на концентрацию отрицательных ионов водорода H⁻ и, следовательно, на непрозрачность атмосферы. К. С. Кришна Свэйми [38, 39], исследуя данную проблему, построил несколько моделей атмосфер карликов и гигантов классов G и K с нормальным и пониженным содержанием металлов. Полученные им результаты обсуждаются в третьей части.

При построении моделей атмосфер звезд классов K и M необходимо принимать во внимание присутствие различных молекул. Во-первых, концентрация их уже достаточно высока, чтобы оказывать заметное влияние на структуру атмосферы. Во-вторых, они дают многочисленные полосы поглощения в спектре, поэтому их влияние сказывается также через покровный эффект. Вклад молекул в непрозрачность атмосферы особенно велик в инфракрасной области спектра, где холодные звезды излучают наибольшую энергию. Здесь важен учет таких молекул, как H₂O и CO (полосы TiO сильны лишь в видимой части спектров M-звезд). Эти молекулы наряду с другими источниками непрозрачности приняты во внимание в расчетах Т. Киппера [40, 41], построившего 14 моделей атмосфер звезд классов K и M с учетом конвекции. В двух моделях ($T_{eff} = 3730$, $\lg g = 1.5$ и $T_{eff} = 2650$, $\lg g = 0.8$) относительное содержание атомов C, N и O изменено по сравнению с солнечным.

Как известно, в области низких значений T_{eff} наряду со звездами класса M существуют менее многочисленные звезды классов S и C, в спектрах которых также присутствуют молекулярные полосы. Такое разветвление спектральной последовательности на три класса объясняется, по-видимому, различиями в химическом составе, в частности, различиями в отно-

сительном содержании атомов С и О. В атмосферах С-звезд, где отношение С/О больше, чем в атмосферах М-звезд, важную роль играет поглощение молекулами C_2 , CN и CO. Это обстоятельство учтено в 12 моделях атмосфер углеродных звезд, построенных Ф. Керси и др. [42]. В этой сетке моделей, как видно из табл. 1, значения g соответствуют сверхгигантам и гигантам, что согласуется с наблюдениями С-звезд.

16 моделей атмосфер звезд классов К и М были вычислены Дж. Р. Ауманом [43], причем учитывались конвекция и поглощение молекулами НО. Монохроматический поток выходящего излучения дан в относительных единицах.

9 моделей атмосфер сверхгигантов и гигантов класса М рассчитали Д. Александер и Х. Джонсон [44]. Принимались во внимание конвекция и поглощение молекулами H_2O , CO и CN. Кроме того, варьировалось содержание атомов С, N и О, чтобы изучить влияние химического состава на структуру атмосферы. Графики потока I_λ приведены только для двух моделей ($T_{eff} = 3600^\circ$, $\lg g = 1$, С/О = 1.47 и 0.58).

Д. Карбон и др. [45] построили 8 моделей атмосфер карликов класса М с учетом поглощения молекулами H_2O и частично H_2 . Точность этих расчетов снижена из-за пренебрежения конвекцией, которая играет важную роль в атмосферах холодных карликовых звезд (см. ниже).

Еще более приближенными являются 5 моделей О. Джинджерича и др. [46], рассчитанные при $T_{eff} = 2500^\circ$. Только в одной из них грубо учтено поглощение молекулами H_2O .

2 модели атмосферы при $T_{eff} = 3000^\circ$, соответствующие сверхгиганту и карлику класса М, вычислил Т. Цуджи [47]. При этом рассматривалось поглощение в полосах молекул H_2O , CO и OH. Позже одна из указанных моделей ($T_{eff} = 3000^\circ$, $\lg g = 4.8$) была пересчитана при более детальном учете молекулярных источников непрозрачности [48].

Завершая на этом краткое описание сеток моделей атмосфер, рассчитанных разными авторами, следует отметить, что они значительно отличаются друг от друга как по числу содержащихся в них моделей, так и по диапазону изменения параметров T_{eff} и g . Чтобы нагляднее оценить указанные особенности, все модели были изнесены на диаграмму Герцшпрунга—Рессела (рис. 1). При этом для определения абсолютной звездной величины была использована известная формула

$$\lg \frac{L}{L_\odot} = \lg \frac{M}{M_\odot} + 4 \lg T_{eff} - \lg g - 10.611,$$

связывающая светимость звезды L с ее массой M , эффективной температурой T_{eff} и ускорением силы тяжести на поверхности g . Здесь L_\odot и M_\odot — светимость и масса Солнца. Величины T_{eff} и g заданы, однако масса M неизвестна. Поэтому, кроме указанной формулы,

была использована также зависимость „масса—светимость“ [49]. Найденному таким путем значению L/L_{\odot} отвечает болометрическая абсолютная величина

$$M_{bol} = 4.72 - 2.5 \lg \frac{L}{L_{\odot}}$$

На рис. 1 показана зависимость M_{bol} от T_{eff} и g . Так как большинство моделей вычислялось при одном и том же наборе значений $\lg g$, кратных 0.5, то на диаграмме эти модели образуют вытянутые цепочки. Число в скобках, стоящее в верхней части такой цепочки, относится к соответствующему значению $\lg g$.

В табл. 1 приведены сведения о более, чем 600 моделях звездных атмосфер. Однако количество точек на рис. 1 несколько меньше этой величины, так как диаграмма Герцшпрунга—Рессела не учитывает вариации химического состава. Действительно, двум моделям с одинаковыми значениями T_{eff} и g , но с разным обилием элементов на рис. 1 соответствует одна и та же точка. Кроме того, из-за ограниченности данных о зависимости «масса—светимость» на диаграмме не представлено несколько моделей атмосфер, для которых $|M_{bol}| > 12$.

Из рис. 1 видно, что в области спектральных классов О—F число моделей велико и соответствующие им на диаграмме точки расположены очень плотно. В классах G и K число моделей уменьшается, а в классе M оно становится особенно малым. Такое уменьшение количества моделей для звезд поздних спектральных классов объясняется тем, что их расчеты особенно сложны и трудоемки. В отличие от звезд ранних классов здесь приходится учитывать конвекцию и покровный эффект за счет множества линий средней интенсивности. Кроме того, в атмосферах наиболее холодных звезд важную роль играют различные молекулы, для которых не всегда имеются достаточно надежные спектроскопические данные. Поэтому, если для звезд классов О—F характерны сетки, насчитывающие несколько десятков и даже около 100 моделей (см., например, [6] и [28]), то сетки для звезд классов K, M и C содержат обычно не более 10—15 моделей.

3. Учет некоторых эффектов при вычислении моделей атмосфер. Из краткого обзора моделей звездных атмосфер, выполненного в предыдущей части, следуют два вывода. Во-первых, на каждый спектральный класс приходится несколько сеток моделей (см. табл. 1). Во-вторых, эти сетки весьма неоднородны по своей точности. Здесь имеется в виду учет таких эффектов, как покровный эффект, конвекция, отклонения от локального термодинамического равновесия. Кроме того, в некоторых моделях химический состав отличается от солнечного. Чтобы отобрать среди сеток моделей наиболее точные, необходимо рассмотреть, как указанные эффекты

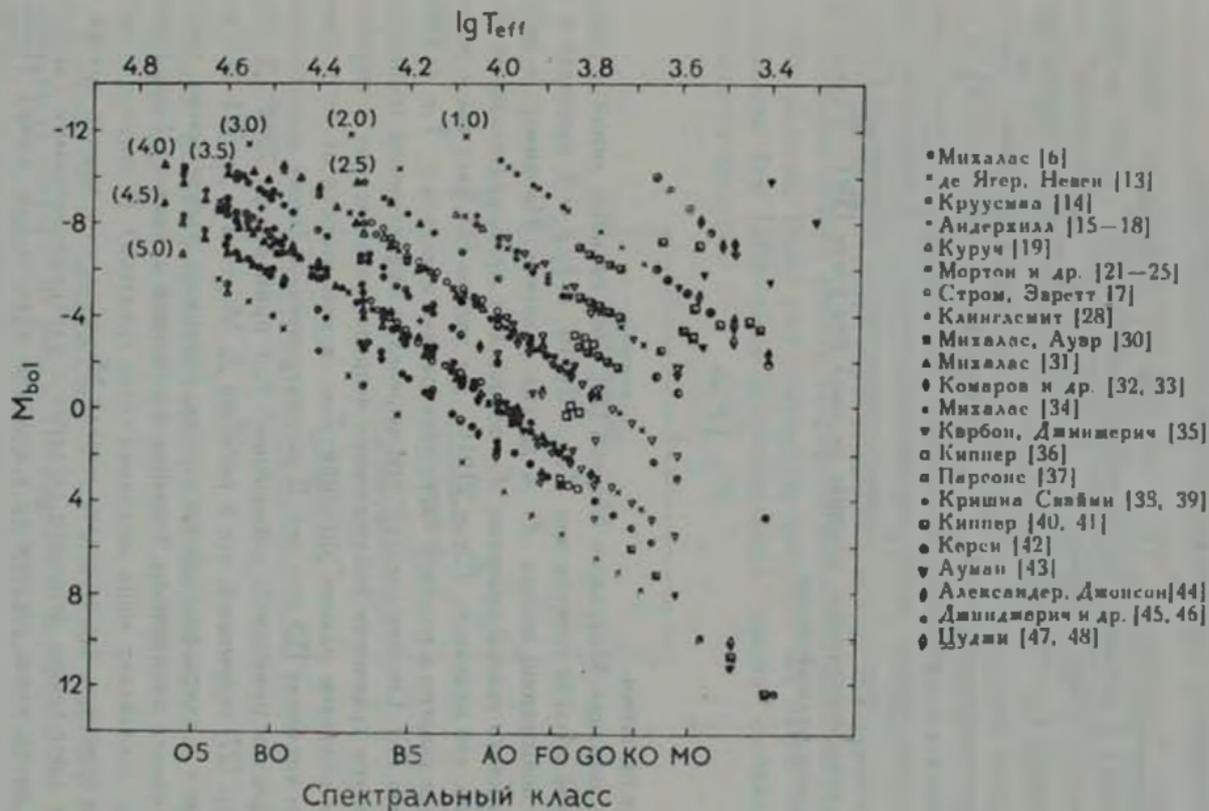


Рис. 1. Диаграмма Герцшпрунга—Ресседа для моделей атмосфер, представленных в табл. 1.

вливают на строение атмосферы и спектр выходящего излучения, то есть, насколько важен их учет при вычислении моделей атмосфер.

А. Покровный эффект (ПЭ). Из простых соображений следует, что при введении в расчеты моделей поглощения в линиях уровень непрерывного спектра должен повышаться. Действительно, интегральный поток I выходящего из атмосферы излучения однозначно связан с эффективной температурой T_{eff} : $F = \sigma_R T_{\text{eff}}^4$ (σ_R — постоянная Стефана). Поэтому при фиксированном значении T_{eff} учет покровного эффекта (ПЭ) не должен приводить к изменению величины F . Это означает, что если в каких-либо участках спектра монохроматический поток F_ν блокируется линиями, то в других участках он должен соответственно увеличиться (по сравнению с теми значениями, которые он имел без учета ПЭ). Только при этом условии полный поток

$$F = \int_0^{\infty} F_\nu d\nu$$

останется прежним.

Как показали Михалас и Мортон [24], учет сильных линий в ультрафиолетовой области спектра при $T_{\text{eff}} = 21910$ и $\lg g = 4$ приводит к заметному повышению потока F в других областях. Например, в районе бальмеровского скачка значения F возрастают приблизительно на 20%. Интересно, что модель с $T_{\text{eff}} = 21910$ и с учетом ПЭ дает такое же распределение энергии в видимой части спектра, как и модель с $T_{\text{eff}} = 24000$ и без учета ПЭ. Отсюда следует, что, определяя эффективную температуру звезды путем сравнения наблюдаемого непрерывного спектра с теоретическим, мы получаем разные значения T_{eff} в зависимости от того, принимается во внимание ПЭ или нет. В рассматриваемом случае пренебрежение этим эффектом приводит к завышению T_{eff} примерно на 2000° . Д. Эберляйн и др. [27] указывают, что в расчетах Д. Мортон и др. [21—25] роль поглощения в ультрафиолетовых линиях, возможно, преувеличена, так как использовались завышенные значения постоянной затухания (тогда ошибка в T_{eff} составляет лишь несколько сотен градусов). В связи с этим необходимо отметить, что не только модели Мортон, но и модели других авторов не дают такого хорошего согласия с ультрафиолетовыми спектрами горячих звезд, какое достигнуто в видимой области (см. ниже). Поэтому проблема точного учета линий поглощения в ультрафиолетовой части спектра еще требует своего решения.

При других значениях T_{eff} покровный эффект также приводит к перераспределению энергии в спектре, меняется лишь относительный вклад тех или иных линий. Например, в атмосферах звезд класса А важную

роль играют бальмеровские линии (см. [34]), а в спектрах более поздних звезд — множество линий средней интенсивности, принадлежащих различным элементам. Согласно расчетам Карбона и Джинджерича [35], статистический учет этих линий при $T_{eff} = 6000^\circ$ и $\lg g = 4$ приводит к подъему уровня непрерывного спектра в видимой области примерно на 20%. В моделях с наиболее низкой эффективной температурой ведущая роль переходит к полосам различных молекул (H_2O , CO и др.).

Учет ПЭ приводит к появлению дополнительного источника непрозрачности в атмосфере звезды. Часть энергии, поглощенной в линиях на данной глубине, отражается в нижележащие атмосферные слои, где за счет этого возрастает плотность лучистой энергии, а вместе с ней и температура. Например, при $T_{eff} = 21910^\circ$ и $\lg g = 4$, согласно Михаласу и Мортону [24], на оптической глубине $\tau_{4000} \sim 1$ за счет поглощения в сильных ультрафиолетовых линиях получается дополнительный нагрев порядка 1600 градусов. Выше уже отмечалось, что роль ПЭ здесь, возможно, преувеличена (см. [27]), тогда дополнительный нагрев составляет несколько сотен градусов.

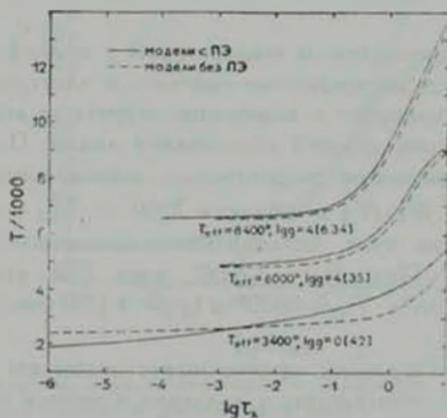


Рис. 2. Влияние непрозрачности эффекта (ПЭ) на распределение температуры в атмосфере при $T_{eff} = 8400^\circ$ и 6000° и $T_{eff} = 3400^\circ$ при $\lg g = 4$ и 0 соответственно.

Влияние ПЭ на распределение $T(\tau_\lambda)$ в моделях атмосфер более холодных звезд показано на рис. 2. Поглощение в бальмеровских линиях в модели с $T_{eff} = 8400^\circ$ и $\lg g = 4$, согласно Михаласу [6, 34], приводит к увеличению температуры на 200—300 градусов для оптических глубин $\tau_{4000} \sim 1$. Такой же нагрев дает статистический учет линий различных элементов при $T_{eff} = 6000^\circ$ и $\lg g = 4$ [35] (в этой модели учтена также конвекция). К более заметному повышению температуры приводит вклад

чение полос молекул CO, CN и C₂ в расчеты модели атмосферы с параметрами $T_{\text{eff}} = 3400^\circ$, $\lg g = 0$ и с химическим составом, соответствующим звезде класса C [42]. При $\tau_{\text{EUV}} = 1$ дополнительный нагрев составляет 750 градусов. Интересно, что при $\tau_{\text{EUV}} < 10^{-3}$, как видно из рис. 2, ПЭ приводит не к увеличению, а, наоборот, к уменьшению температуры. Аналогичный результат (уменьшение T при $\tau < 10^{-3}$) получен для модели атмосферы гиганта класса K, рассчитанной при $T_{\text{eff}} = 4500^\circ$ и $\lg g = 2$ [50], причем здесь учитывались уже не полосы указанных молекул (их влияние при такой температуре мало, см. [42]), а атомные линии различных элементов. По-видимому, такое же охлаждение поверхностных слоев за счет ПЭ имеет место и в моделях, соответствующих звездам других спектральных классов. Р. Г. Атей [51], подробно рассмотревший этот эффект, указывает, например, что в атмосфере Солнца учет ПЭ приводит к понижению температуры на глубине $\tau = 10^{-1}$ приблизительно на 300 градусов. Заметим, что в поверхностных слоях атмосфер звезд классов O и B более существенным является другой эффект — дополнительный нагрев за счет отклонений от локального термодинамического равновесия (см. ниже).

Вместе с непрозрачностью и температурой в модели атмосферы также несколько меняется распределение газового и электронного давления. Таким образом, ПЭ приводит к изменению структуры атмосферы и, следовательно, к изменению условий образования линий. Поэтому учет ПЭ может привести к изменению теоретических эквивалентных ширины W_i . Например, значения $W_i(H)$ в области $7200 < T_{\text{eff}} < 10100^\circ$, как показал Михалас [34], за счет поглощения в бальмеронских линиях меняются на 10–20%. При $T_{\text{eff}} = 12600^\circ$ учет ПЭ уже не влияет на $W_i(H_i)$, а для модели с $T_{\text{eff}} = 6000^\circ$ и $\lg g = 4$ [35] увеличение $W_i(H_i)$ составляет 20%.

Таким образом, покровный эффект может оказывать заметное влияние на распределение температуры и давления в модели атмосферы. Пренебрежение им при вычислении распределения энергии в спектре может приводить к ошибкам порядка 20% и более. Его влияние может оказаться существенным при расчетах эквивалентных ширины некоторых линий. Следовательно, при построении моделей атмосфер этот эффект необходимо принимать во внимание.

Б. Конвекция. Как известно, в конвективной модели атмосферы температурный градиент уменьшен по сравнению с тем, который имеет место при лучистом равновесии в атмосфере звезды. Это означает, что учет конвекции должен приводить к более медленному росту температуры с глубиной. Поэтому на достаточно больших глубинах температура в кон-

ективной модели будет ниже, чем в неконвективной. В качестве примера на рис. 3 показано влияние конвекции на распределение $T(\tau)$ в модели атмосферы, вычисленной Карбоном и Джинджеричем [35] при $T_{\text{eff}} = 6000^\circ$ и $\lg g = 4$. Здесь на глубине $\tau_{5000} = 1$ конвекция еще не играет никакой роли в переносе энергии, но уже при $\tau_{5000} = 4$ она переносит 50% полного потока. Начиная примерно с этой глубины, кривые $T(\tau)$ для конвективной и неконвективной моделей сильно расходятся. Например, на глубине $\tau_{5000} = 10$, где конвекция переносит 87% полного потока, температура в конвективной модели на 1600 градусов ниже, чем в неконвективной. Однако столь глубокие слои практически не влияют на спектр выходящего излучения.

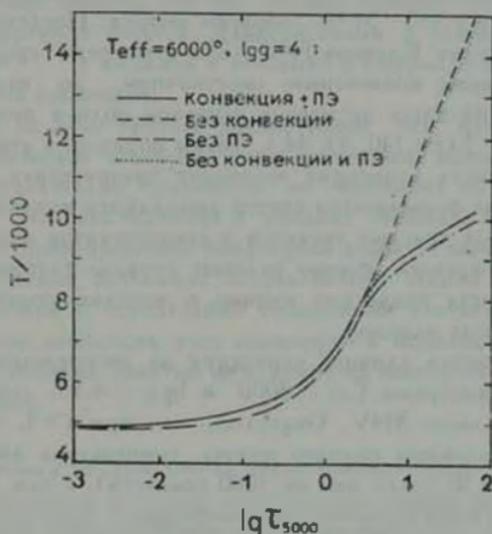


Рис. 3. Совместное влияние конвекции и покровного эффекта на распределение температуры (по Карбону и Джинджеричу [35]).

Так как учет конвекции в модели атмосферы приводит к понижению температуры при $\tau > 1$, а учет ПЭ, наоборот, к ее повышению, то интересно рассмотреть вопрос о совместном действии этих эффектов. На рис. 3 наряду с распределением температуры в конвективной и неконвективной моделях (обе с учетом ПЭ) приведены также кривые $T(\tau)$ для модели, вычисленной без учета ПЭ (но с конвекцией), и для модели, вычисленной без учета как ПЭ, так и конвекции. Сравнение четырех распределений температуры показывает, что на тех глубинах, где конвективный перенос энергии превышает 50% полного потока, влияние конвекции намного сильнее, чем влияние ПЭ.

Из сравнения распределений газового давления P_g для тех же четырех моделей следует, что конвекция, в отличие от ПЭ, повышает давление на заданной оптической глубине, причем ее действие снова проявляется в тех слоях, где она переносит более половины полного потока. Из [35] видно, что при $\tau > 10$ влияние конвекции и ПЭ на $P_g(\tau)$ одного порядка.

Расчеты моделей атмосфер звезд поздних спектральных классов показывают, что при $T_{eff} = 3000 - 4000$ влияние конвекции на строение атмосфер гигантов и сверхгигантов, с одной стороны, и атмосфер карликов, с другой, существенно различается. Причиной этого является сильное отличие в плотности вещества. Согласно Ауману [43], в модели с параметрами $T_{eff} = 4000$ и $\lg g = 4.7$ конвективный перенос энергии на глубине $\tau = 1$ составляет 26% полного потока, а в модели с параметрами $T_{eff} = 3000$ и $\lg g = 5$ 51% полного потока. Последний результат подтвержден расчетами Киппера [40]. Хотя атмосферы красных гигантов и сверхгигантов также конвективно неустойчивы, но из-за их низкой плотности конвекция здесь не играет заметной роли в переносе энергии для глубин $\tau \approx 3-5$ (см. [40, 43, 44]). Таким образом, в атмосферах красных карликовых звезд конвекция переносит значительную часть потока уже в тех слоях, где формируется спектр выходящего излучения, в то время как в атмосферах красных гигантов и сверхгигантов зона интенсивного конвективного переноса обычно залегает гораздо глубже. Отсюда понятна важность учета конвекции именно в моделях атмосфер карликов поздних спектральных классов.

Киппер [40] оценил влияние конвекции на распределение температуры в модели с параметрами $T_{eff} = 3000$ и $\lg g = 4.95$, соответствующей примерно звезде класса M4V. Оказалось, что при $\tau > 1$, где конвекция переносит более половины полного потока, температура значительно понижается (при $\tau = 10$ более, чем на 1000 градусов), а при $\tau < 0.1$, наоборот, повышается. Таким образом, учет конвекции в этой модели приводит к изменению зависимости T от τ даже в тех слоях, где фактически осуществляется лишь радиативный перенос энергии. Аналогичный результат получил Ауман [43]: по его оценке температура в поверхностных слоях конвективной модели при $T_{eff} = 3000$ и $\lg g = 5$ примерно на 10% выше, чем в такой же неконвективной модели. При $T_{eff} = 4000$ и $\lg g = 4.7$ дополнительный нагрев этих слоев составляет только 3% [43], а при $T_{eff} = 6000$ и $\lg g = 4$, как нетрудно подсчитать (см. [35]), он не превышает 1%. По-видимому, данный эффект достаточно хорошо выражен лишь у наиболее холодных карликовых звезд.

Рассмотрим влияние конвекции на спектр выходящего из атмосферы излучения. Как показали расчеты Карбона и Джинджерича [35], при $T_{eff} = 8000$ и 6000 ($\lg g = 4$) влиянием конвекции на распределение энергии в видимой и в инфракрасной области спектра можно пренебречь.

Различие порядка 10% в значениях F_{λ} появляется лишь в ультрафиолетовой области ($\lambda < 2000 \text{ \AA}$). С другой стороны, эквивалентная ширина линии H_{γ} в тех же моделях уменьшается за счет конвекции на 10—20% (к сожалению, в упомянутых здесь работах данные по другим линиям отсутствуют). Согласно Р. Канделу [52], в модели с $T_{\text{eff}} = 4200$ и $\lg g = 4.6$ конвекция также не оказывает практически никакого влияния на распределение F_{λ} в видимой и инфракрасной области, и лишь при $\lambda < 3500 \text{ \AA}$ ее роль становится заметной. Совсем иной результат получил Киппер [40] для модели атмосферы с параметрами $T_{\text{eff}} = 3000$ и $\lg g = 4.95$. Так как в атмосферах красных карликов конвекция переносит значительную часть потока уже при $\tau = 1$, то есть в области формирования непрерывного спектра, то она должна заметно сказываться на распределении энергии в спектре. Действительно, в указанной модели Киппера значения F_{λ} в видимой и особенно в инфракрасной области сильно зависят от учета конвекции.

Завершая на этом краткое рассмотрение тех изменений в моделях атмосфер, к которым приводит учет конвекции, можно заключить, что этот эффект желательно принимать во внимание во всех моделях, где $T_{\text{eff}} < 9000$, то есть начиная с поздних А-звезд. На примере линии H_{γ} видно, что пренебрежение конвекцией может привести здесь к ошибкам в теоретических значениях эквивалентных ширин линий и, следовательно, к ошибкам в определении содержания соответствующих элементов. Совершенно необходим учет конвекции в моделях атмосфер красных карликов, где особенно заметно ее влияние на спектр выходящего из атмосферы излучения.

В. Отклонения от локального термодинамического равновесия. В глубоких слоях звездных атмосфер возбуждение атомов происходит главным образом под действием столкновений с окружающими частицами. Так как распределение последних по скоростям здесь соответствует закону Максвелла, то распределение атомов по возбужденным уровням соответствует закону Больцмана. Следовательно, можно считать, что в глубоких слоях атмосферы устанавливается локальное термодинамическое равновесие (ЛТР). При переходе к поверхностным слоям атмосферы из-за понижения плотности и температуры роль столкновений уменьшается, и основным источником возбуждения атомов становится излучение. Выход излучения из атмосферы звезды приводит к сильной его анизотропии, поэтому на малых оптических глубинах населенность атомных уровней уже не соответствует формуле Больцмана, то есть становятся существенными отклонения от ЛТР.

Точный учет этих отклонений достаточно сложен, поэтому подавляющее большинство моделей, представленных в табл. 1, рассчитано при

предположении о ЛТР. Вместе с тем в последние годы опубликован ряд интересных результатов, полученных при отказе от условия ЛТР. Эти результаты относятся, в основном, к моделям атмосфер горячих звезд и получены с помощью метода полной линеаризации Ауара и Михаласа [5]. Рассмотрим кратко главные из них.

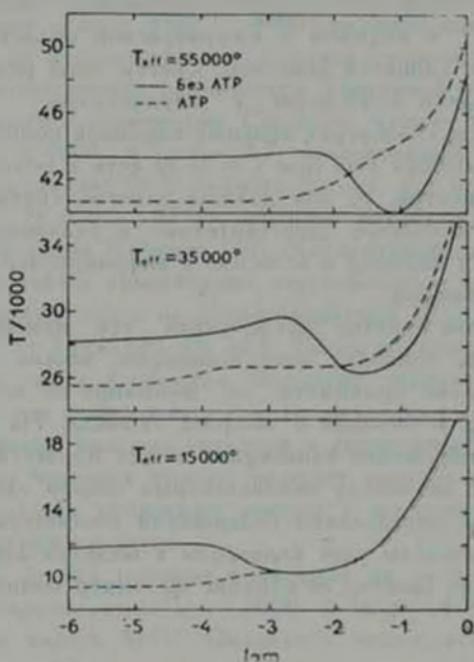


Рис. 4. Влияние отклонений от ЛТР на распределение температуры (по Михаласу [31]). Во всех моделях $lg \tau = 4$.

Как оказалось, наиболее существенные изменения за счет отклонений от ЛТР в моделях атмосфер звезд классов О и В претерпевает распределение температуры. На рис. 4 представлена зависимость T от τ ($1/\text{см}^2$) для трех моделей, рассчитанных Михаласом [31] как при условии ЛТР, так и без него. Видно, что в верхних слоях, соответствующих глубинам $\tau < 1$, отклонения от ЛТР приводят к повышению температуры на 2—3 тысячи градусов. При этом она уже не возрастает монотонно с глубиной, как в ЛТР-моделях, а меняется более сложным образом. Указанные изменения происходят как раз в тех слоях атмосферы, где образуются спектральные линии, поэтому профили и эквивалентные ширины последних также могут значительно меняться за счет отклонений от ЛТР.

Профили и эквивалентные ширины линий HI , HeI и HeII для моделей атмосфер звезд классов О и В при отказе от условия ЛТР рассчитали

Михалас и Ауэр [31, 53—55]. Влияние отклонений от ЛТР на профили бальмеровских линий показано на рис. 5. По оси абсцисс отложено расстояние от центра линии $\Delta\lambda$ в ангстремах, по оси ординат — отношение потока в линии $F_{\Delta\lambda}$ к потоку в соседнем участке непрерывного спектра F_{cont} . Видно, что при $T_{eff} < 30000^\circ$, то есть в случае В-звезд, линии H_α , H_β и H_γ становятся более узкими и глубокими в центре, причем наибольший эффект получается для H_α , в то время как для H_β и H_γ при $T_{eff} \approx 30000^\circ$ различие незначительно. Усиление ядра линии компенсируется подъемом в прилегающих участках профиля, поэтому эквивалентная ширина бальмеровских линий для В-звезд почти не меняется (рис. 6). Отметим, что учет отклонений от ЛТР существенно улучшает согласие между теоретическими и наблюдаемыми профилями этих линий (см., например, [53]).

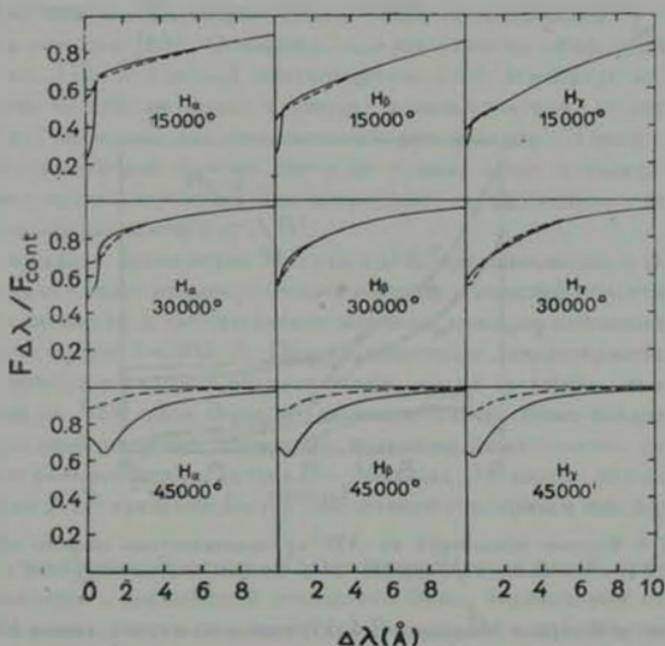


Рис. 5 Влияние отклонений от ЛТР на профили бальмеровских линий при $T_{eff} = 15000^\circ, 30000^\circ, 45000^\circ$ и $lg g = 4$ (по Михаласу [31]). Штриховые линии получены при условии ЛТР, сплошные — при учете отклонений от ЛТР.

При переходе к О-звездам ($T_{eff} > 30000^\circ$) отличия от случая ЛТР становятся особенно заметными. Профили бальмеровских линий делаются значительно глубже, чем при ЛТР (рис. 5), а эквивалентная ширина W_λ

возрастает в 2 раза и более (рис. 6). При этом значения W_λ остаются приблизительно постоянными, в то время как в случае ЛТР они быстро уменьшаются с ростом T_{eff} . Измерения эквивалентных ширины бальмеровских линий в спектрах О-звезд главной последовательности хорошо согласуются с расчетами Михаласа и Ауара (см. [56—59]). С другой стороны, значения W_λ , рассчитанные при условии ЛТР, лежат ниже наблюдаемых.

Среди других водородных линий, чувствительных к отклонениям от ЛТР, следует отметить линии P_α и B_α . У P_α при $T_{\text{eff}} > 30000$ появляется сильная эмиссия в центре [30, 54]. Объясняется это тем, что в моделях атмосфер горячих звезд, рассчитанных без предположения о ЛТР, имеется слой, в котором температура растет с уменьшением глубины (см. рис. 4), и именно в этом слое при $T_{\text{eff}} > 30000$ образуется линия P_α . Обнаружение указанной эмиссии с помощью наблюдений на спутниках и расчетах ($\lambda_{P_\alpha} = 18751 \text{ \AA}$) послужило бы хорошим подтверждением теории. Такое же эмиссионное ядро должна иметь линия B_α в спектрах поздних В-звезд [29].

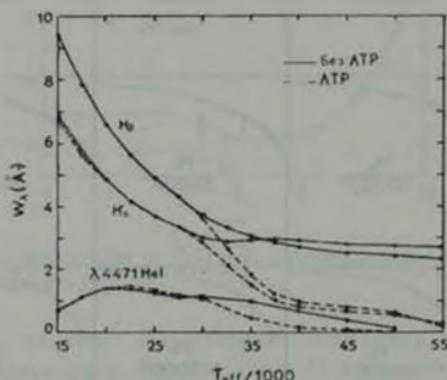


Рис. 6. Влияние отклонений от ЛТР на эквивалентные ширины линий H_β , H_γ и $\lambda 4471 \text{ HeI}$ (по Михаласу и Ауару [53—55]). Во всех моделях $\lg g = 4$.

Расчеты Ауара и Михаласа [54, 55] показывают, что линии HeI и HeII в спектрах горячих звезд также могут быть чувствительными к отклонениям от ЛТР. В качестве примера на рис. 6 приведена зависимость эквивалентной ширины линии $\lambda 4471 \text{ HeI}$ от эффективной температуры. Видно, что при $T_{\text{eff}} = 30000$ предположение о ЛТР почти не искажает значений W_λ , в то время как при $T_{\text{eff}} > 35000$ эти значения оказываются заниженными в два раза и более. Сравнение со спектрами звезд классов О и В показывает, что отказ от ЛТР в целом сильно улучшает согласие между

теоретическими и наблюдаемыми профилями [54, 55] и эквивалентными ширинами [57, 60, 61] гелиевых линий.

Метод полной линеаризации (этот метод запрограммирован [62]) позволяет рассчитать для заданной модели атмосферы линейчатый спектр любого атома или иона, не прибегая к предположению о ЛТР. С помощью этого метода и моделей Михаласа [31] были рассчитаны эквивалентные ширины ряда линий MgII [63], CaII (K-линия) [64], NIII [65], HeI [66], SiIII и SiIV [67]. Оказалось, что условие ЛТР приводит к таким ошибкам в значениях W_λ , в результате которых содержание Mg и Si в атмосферах O- и B-звезд может быть завышено почти на порядок, а содержание Ne и Ca в атмосферах B-звезд — в 5 раз. Благодаря отказу от этого условия удалось устранить давно существовавшее расхождение между обилием неона, найденным ранее для звездных атмосфер, с одной стороны, и для Солнца, туманностей и космических лучей, с другой [66]. Интересный результат получен для некоторых линий NIII, находящихся в спектрах O-звезд в эмиссии [65]. Оказалось, что эта эмиссия объясняется отклонениями от ЛТР в обычной плоскопараллельной атмосфере и, следовательно, сама по себе не может служить доказательством существования протяженной оболочки, как это считалось еще недавно. Таким образом, при расчетах спектров горячих звезд не только линии водорода и гелия, но и линии других элементов демонстрируют существенные изменения, если учитывать отклонения от ЛТР.

Как показали вычисления Михаласа [31], предположение о ЛТР сравнительно мало влияет на распределение энергии в видимой области спектра: оно может привести к значительным ошибкам лишь за лаймановским пределом, то есть при $\lambda < 912 \text{ \AA}$. Однако некоторые характеристики непрерывного спектра в видимой области также могут служить индикатором отклонений от ЛТР. Для B-звезд (за исключением самых поздних) такой характеристикой является отношение величины пашенковского скачка D_p к величине бальмеровского скачка D_B . Михалас [53] нашел, что за счет отклонений от ЛТР значения D_p/D_B увеличиваются, причем тем больше, чем меньше g .

В случае O-звезд величина D_p становится столь малой, что ее невозможно измерить с достаточной точностью. Здесь индикатором отклонений от ЛТР может служить бальмеровский скачок D_B , который при учете этих отклонений заметно увеличивается [30, 53]. При этом новые значения D_B находятся в хорошем согласии с наблюдениями [54, 68]. С этой точки зрения представляет интерес шкала эффективных температур Д. Мортон и Т. Адамса [69]. Как известно, она была получена путем сравнения наблюдаемых значений D_B с теоретическими, найденными при предположении о ЛТР. Так как для звезд класса O это предположение приводит к занижению D_B , то и соответствующие значения T_{eff} оказались заниженными.

ми. Сравнение шкалы Мортон—Адамса с более точной шкалой П. Конги [70], построенной для О-звезд с учетом отклонений от ЛТР, показывает расхождение в несколько тысяч градусов.

На этом завершается краткое описание главных эффектов, к которым приводят отклонения от ЛТР. Отметим, что некоторые детали можно найти также в обзоре Д. Михаласа и Р. Атея [71].

Из сказанного выше следует, что наибольшие изменения за счет отклонений от ЛТР в моделях атмосфер звезд классов О и В относятся к распределению температуры в верхних слоях, а если говорить о выходящем наружу излучении, то к линейчатому спектру. Конечно, разные линии в неодинаковой мере чувствительны к этим отклонениям. Более того, для одной и той же линии при одних значениях T_{eff} и g предположение о ЛТР совершенно не влияет на эквивалентную ширину, а при других приводит к существенным ошибкам (см., например, рис. 6). Если линия не исследовалась ранее, то без предварительных вычислений трудно судить о величине такой ошибки. В этом случае при исследовании конкретной звезды необходимо отказаться от предположения о ЛТР как в применяемых моделях атмосфер, так и в расчетах профиля линии или ее эквивалентной ширины. К сожалению, наиболее полная и точная сетка таких моделей [31] рассчитана лишь для $T_{eff} = 15000$. В то же время, как показывают вычисления Ауэра и Михаласа [29], отклонения от ЛТР оказывают сильное влияние на распределение температуры и при $T_{eff} = 12500$. Аналогичный результат получен также для модели атмосферы с параметрами $T_{eff} = 10000$ и $\lg g = 1$ [72], соответствующей сверхгиганту класса А0. Таким образом, расчеты моделей, подобных моделям Михаласа [31], необходимо продолжить в область более низких эффективных температур.

Г. Изменения в химическом составе. В некоторых сетках моделей, представленных в табл. 1, наряду с параметрами T_{eff} и g меняется и химический состав. Рассмотрим сначала, как влияет на модели атмосфер относительное содержание гелия He/H . Из расчетов Клиггсмита [28] можно видеть, что при изменении этой величины от 0 до 15 температура на глубине $\tau = 1$ возрастает на 60 градусов в модели с $T_{eff} = 10000$ и на 870 градусов в модели с $T_{eff} = 20000$ (в обоих случаях $\lg g = 4$). Это показывает, что влияние содержания гелия на распределение температуры в атмосферах В-звезд возрастает с увеличением T_{eff} . Отметим, что для малых оптических глубин (например, $\tau = 10^{-3}$) увеличение He/H может приводить к понижению температуры. В приведенном примере содержание гелия менялось очень сильно, на практике чаще встречаются менее значительные колебания величины He/H . Оказывается, им соответствуют сравнительно небольшие изменения в распределении температуры. Например, при увеличении He/H от 0 до 0.125 повышение температуры на глубине $\tau = 1$

составляет в тех же моделях ($T_{eff} = 10000^\circ$ и 20000° , $\lg g = 4$) соответственно 20 и 90 градусов. (Напомним, что для звезд главной последовательности в среднем $He/H = 0.10$). При $T_{eff} = 14400^\circ$ и $\lg g = 4$ замена значения $He/H = 0.08$ на $He/H = 0.15$, согласно вычислениям Ван Ситтерса и Мортона [23], повышает температуру в области $10^{-4} < \tau < 10$ не более, чем на 50 градусов. Р. Кудрицкий [72], построивший модель атмосферы сверхгиганта с параметрами $T_{eff} = 10000^\circ$ и $\lg g = 1$, нашел, что при изменении He/H от 10^{-4} до 0.3 температура на глубине $\tau \leq 1$ уменьшается на 100—200 градусов.

Как видно из расчетов Клингсмита [28], повышение содержания гелия приводит к увеличению газового и электронного давления на заданной оптической глубине. Для моделей с $T_{eff} = 10000^\circ$, 14000° , 20000° и $\lg g = 4$ при изменении He/H от 0 до 0.125 значения P_g на глубине $\tau = 1$ увеличиваются соответственно на 40, 25 и 17%. В модели с $T_{eff} = 14400^\circ$ и $\lg g = 4$ при увеличении содержания гелия от 0.08 до 0.15 повышение P_g на глубине $\tau = 1$ составляет 11% [23]. Электронное давление для тех же моделей атмосфер и при тех же изменениях He/H возрастает на 10—20%.

По-видимому, если содержание гелия близко к нормальному значению ($He/H = 0.10$), то его изменение в два раза не должно приводить к значительным изменениям в структуре атмосферы. Тогда можно ожидать, что и распределение энергии в спектре останется почти тем же. Расчеты моделей атмосфер подтверждают это предположение. Михалас [6] вычислил несколько моделей в области эффективных температур от 32000° до 40000° для трех значений He/H : 0.30, 0.15 и 0.05. Оказалось, что изменение потока в видимой области спектра за счет изменений величины He/H составляет всего лишь несколько единиц третьей значащей цифры. Более заметное различие появляется лишь в ультрафиолетовой области. К такому же заключению можно прийти в результате анализа модели с $T_{eff} = 14400^\circ$ и $\lg g = 4$ [23], если сравнить значения потока при $He/H = 0.08$ и при $He/H = 0.15$. Для модели с $T_{eff} = 6000^\circ$ и $\lg g = 2$ [73] даже десятикратное увеличение содержания гелия (от 0.1 до 1) почти не меняет распределения энергии в видимой области.

Из сказанного выше можно сделать вывод, что при подборе подходящей модели атмосферы для какой-либо конкретной звезды достаточно получить для нее лишь грубую предварительную оценку содержания гелия.

В табл. 1 содержится также несколько моделей, вычисленных при аномальном содержании металлов. Подробное исследование этого эффекта было выполнено К. С. Кришной Свэйми [38, 39], который построил несколько моделей атмосфер карликов и гигантов классов G и K. В атмосферах этих звезд от содержания металлов сильно зависит концентрация св-

бодных электронов, а вместе с ней и концентрация отрицательных ионов водорода, которые у G- и K-звезд вносят основной вклад в коэффициент непрерывного поглощения. Чем выше содержание металлов A , тем больше образуется свободных электронов, а значит, и отрицательных ионов водорода, то есть атмосфера становится непрозрачнее. За счет этого возрастает плотность излучения на заданной глубине, а вместе с ней и температура. При понижении A непрозрачность атмосферы, наоборот, уменьшается, вследствие чего уменьшается и температура. Как показывают вычисления, выполненные Кришной Свэйми [38] при $4500^\circ < T_{eff} < 6000^\circ$ и $g = 2 \times 10^4 \text{ см.сек}^2$, чувствительность распределения температуры к выбору значения A быстро растет с уменьшением T_{eff} .

Влияние содержания металлов на коэффициент поглощения в атмосферах звезд классов G и K может оказаться весьма заметным. Например, при уменьшении A в 100 раз коэффициент поглощения может уменьшиться примерно в 10 раз. Поэтому при изменении содержания металлов одновременно может значительно измениться шкала оптических глубин. По-видимому, именно этим явлением объясняется тот факт, что при уменьшении A газовое давление на данной оптической глубине возрастает (см. [38], [39] и [74]). Действительно, если содержание металлов уменьшено, то атмосфера становится прозрачнее и поэтому заданному значению τ соответствует более глубокий (геометрически) слой с более высоким газовым давлением.

Этот эффект должен влиять и на распределение электронного давления, однако здесь гораздо более существенным является действительное изменение концентрации свободных электронов вследствие изменения содержания металлов. Поэтому при уменьшении A , как показал Кришна Свэйми [38, 39] электронное давление на заданной оптической глубине тоже уменьшается.

Как и в случае температурного распределения, влияние содержания металлов на распределение газового и электронного давления сказывается сильнее при $T_{eff} = 4500^\circ$, чем при $T_{eff} = 6000^\circ$. Этот вывод подтверждают также расчеты Л. Трависа и С. Матсушимы [74]. Кроме того, роль рассматриваемого эффекта связана с величиной g : при уменьшении g , то есть при переходе от карликов к гигантам строение атмосферы становится менее чувствительным к выбору значения A [39].

Уменьшение A приводит к уменьшению плотности заряженных частиц в атмосфере, что, в свою очередь, уменьшает действие эффекта Штарка. Поэтому спектральная линия, чувствительная к этому эффекту, должна быть менее расширена. Подобным образом, например, ведет себя профиль линии H_1 при $T_{eff} = 4500^\circ - 5500^\circ$ [38]. Вместе с уменьшением роли эффекта Штарка возрастает относительная роль других эффектов в расширении спектральной линии. В частности, для H_1 существенное значение приобретает эффект собственного давления, то есть столкновения с атомами

водорода. При этом вследствие изменения строения атмосферы возрастает не только относительная роль этого эффекта, но и его абсолютная величина. В результате в той же области T_{eff} линия H₁ при уменьшении A расширяется [38], а не сужается, как линия H₁, для которой поправка за счет эффекта собственного давления оказывается малой.

Наконец, содержание металлов может влиять на непрерывный спектр. Из расчетов Карбона и Джинджерича [35] видно, что даже при $T_{eff} = 6000^\circ$ ($\lg g = 4$) распределение энергии в спектре зависит от величины A . Так как с уменьшением T_{eff} модель атмосферы становится более чувствительной к выбору A , то при понижении эффективной температуры влияние содержания металлов на поток выходящего излучения F должно увеличиваться.

Таким образом, строение атмосферы звезды при $T_{eff} < 6000^\circ$ может сильно зависеть от содержания металлов. Действие этого эффекта уменьшается с ростом T_{eff} и с уменьшением g . Он может влиять на расчеты как линейчатого, так и непрерывного спектра. Поэтому рассмотренный эффект следует иметь в виду при исследовании звезд классов G и K.

Как отмечалось выше, в расчетах моделей атмосфер наиболее холодных звезд необходимо учитывать присутствие таких молекул, как H₂O, CO и CN. Очевидно, что их концентрация в атмосфере зависит от относительного содержания входящих в них элементов. В частности, строение атмосферы существенно зависит от отношения C/O. Александер и Джонсон [44], построившие несколько моделей атмосфер холодных сверхгигантов, нашли, что в верхних слоях основной вклад в непрозрачность атмосферы в видимой и инфракрасной областях при C/O < 1 вносят молекулы H₂O, а при C/O > 1 — молекулы CN (в глубоких слоях ведущая роль переходит к иону H⁻). При одних и тех же значениях T_{eff} и g углеродные звезды (C/O > 1) имеют на заданной глубине τ более низкую температуру (на несколько сотен градусов) и более низкое газовое давление, чем звезды, богатые кислородом (C/O < 1). От величины C/O существенно зависит и распределение энергии в спектре. Вычисления Киппера [40, 41] при $T_{eff} = 3730^\circ$, $\lg g = 1.5$ и Керси и др. [42] также указывают на важную роль относительного содержания C и O в моделях атмосфер холодных звезд. Подобные расчеты пока еще слишком немногочисленны, и вопрос о влиянии химического состава на строение атмосфер звезд поздних спектральных классов, несомненно, требует дальнейшего изучения.

На этом мы заканчиваем рассмотрение некоторых эффектов, которые могут играть важную роль при вычислении моделей звездных атмосфер. На основании полученных выводов из всего множества моделей, представленных в табл. 1, необходимо отобрать наиболее точные.

4. *Наиболее точные модели и сравнение их с наблюдениями.* Среди моделей атмосфер звезд классов О и В, представленных в табл. 1, наиболее точными, по-видимому, являются модели Михаласа [31], вычисленные при учете отклонений от ЛТР. Отказ от предположения о ЛТР в целом сильно улучшает согласие с наблюдениями горячих звезд, однако в некоторых случаях все еще имеется значительное расхождение между теоретическими и наблюдаемыми спектрами. Прежде всего, речь идет о сверхгигантах, для которых даже при учете отклонений от ЛТР не удается объяснить наблюдаемые профили: бальмеровских линий [54] и эквивалентные ширины некоторых линий гелия (см., например, [58] и [75]). Ауэр и Михалас [54], а также ряд других авторов видят причину этого в том, что атмосферы сверхгигантов являются протяженными и предположение о плоскопараллельном строении к ним неприменимо. Возможно, для улучшения согласия с наблюдениями О- и В-сверхгигантов придется ввести в расчеты моделей также поле скоростей. Интересно отметить, что анализ наблюдений сверхгигантов ζ Ori (O9.7 Ib), η Ori (B0 Ia) и ζ Per (B1 Ib), выполненный с помощью моделей атмосфер, не находящихся в состоянии ЛТР, показывает, что содержание гелия у них в 2—3 раза выше, чем у звезд главной последовательности [76]. При этом значение He/H , найденное для ζ Per, практически совпадает с результатом Р. Кэйреля [77], полученным с помощью ЛТР-модели ($\text{He}/\text{H} = 0.23$ и 0.20 соответственно). Может оказаться, что реальное содержание гелия у горячих сверхгигантов и у звезд главной последовательности в среднем одинаково, а указанное выше расхождение снова объясняется несовершенством моделей атмосфер сверхгигантов. Тогда на примере ζ Per видно, что учет протяженности атмосферы здесь даже важнее, чем учет отклонений от ЛТР. Как отмечают Михалас и Атей [71], модели атмосфер, в которых при отказе от ЛТР одновременно приняты во внимание протяженность атмосферы и, возможно, поле скоростей, окажутся полезными при изучении не только О- и В-сверхгигантов, но и WR-звезд и звезд типа Р Cug.

Еще одна возможность повышения точности моделей Михаласа [31] связана с учетом покрывного эффекта в сильных ультрафиолетовых линиях. Однако такие расчеты при отказе от ЛТР чрезвычайно сложны, так как требуют совместного решения уравнений переноса и статистического равновесия для сотен линий одновременно. Как указывают Ауэр и Михалас [55], в настоящее время эта проблема представляется неразрешимой.

При вычислении эквивалентных ширин некоторых линий для звезд класса В даже ЛТР-модели могут дать достаточно надежные результаты. Среди таких моделей наиболее точными являются модели Куруча [19], Клингсмита [28] и Мортон и др. [21—25], рассчитанные при учете покрывного эффекта. Рассмотрим кратко, как согласуются указанные модели атмосфер с наблюдениями В-звезд.

Д. Стикланд [78] сравнил теоретическую величину бальмеровского скачка, а также наклон кривой F_{λ} в трех участках видимой области спектра с наблюдениями 29 звезд главной последовательности (классы O9—K7). Оказалось, что модели Куруча [19] довольно хорошо объясняют общие особенности спектров звезд класса В, и только у самых горячих звезд (классы O9, B0) обнаружено несоответствие за бальмеровским пределом. Можно предположить, что оно вызвано отклонениями от ЛТР, которые в моделях Куруча не учитывались.

Распределение потока F_{λ} в моделях атмосфер Клингсмита [28] и (в одном случае) Ван Ситтерса и Мортоша [23] сравнивалось с ультрафиолетовыми спектрами нескольких звезд классов B0.5V—AIV, полученными из ОАО II [79]. Отметим, что значения F_{λ} в этих двух сетках моделей хорошо согласуются между собой в тех участках спектра, которые свободны от линий. Подбирая модели, удалось добиться очень хорошего согласия с наблюдениями в области длин волн от 4000 Å до 6000 Å. Однако при этом наблюдаемый поток в ультрафиолетовой части спектра, начиная примерно с $\lambda = 2500$ Å для ранних В-звезд и с $\lambda = 3500$ Å для поздних, оказался ниже теоретического, причем в некоторых случаях в два раза. По мнению А. Андерхилла [79], полученное несоответствие объясняется блокировкой непрерывного спектра какими-то линиями, не учтенными при вычислении моделей атмосфер.

Для звезд класса А и более поздних можно рекомендовать модели Михаласа [34], рассчитанные при учете ПЭ, а также модели Кэрбона и Джинджерича [35], в которых, кроме ПЭ, при $T_{eff} < 8500^{\circ}$ учтена коннекция. В уже упоминавшейся работе Стикланда [78] эти сетки моделей сравнивались с наблюдениями звезд классов А-К в видимой области спектра. Оказалось, что сетка Михаласа хорошо описывает наблюдаемое распределение энергии при всех значениях T_{eff} , которые использовались в моделях, то есть от 12600° до 7200° . Аналогичный результат в той же области T_{eff} получен и для сетки Кэрбона и Джинджерича, однако при $T_{eff} < 6700^{\circ}$ эти модели уже не могут объяснить наклон спектра за бальмеровским пределом, полученный из наблюдений G- и K-звезд. При этом расхождение нарастает с уменьшением T_{eff} . По-видимому, обнаруженное несоответствие хотя бы частично объясняется тем, что Кэрбон и Джинджерич при достаточно низких значениях T_{eff} не учитывали влияние молекул.

Представляет интерес также сравнение этих моделей с заатмосферными наблюдениями. Как показали Дж. Дэвис и Р. Узбб [80], модели Михаласа [34] предсказывают значительно больший поток в области $\lambda\lambda$ 2100 Å—2800 Å, чем наблюдается в действительности. Другие авторы [81, 82] указывают на дефицит наблюдаемого потока между 2000 Å и 3000 Å, обнаруженный при сравнении с моделями Кэрбона и Джинджерича. Таким об-

разом, как и в случае В-звезд, даже наиболее точные модели атмосфер звезд класса А и более поздних, хорошо согласуясь с наблюдаемым распределением энергии в видимой части спектра, не могут одновременно объяснить его поведение в ультрафиолетовой области. По-видимому, для устранения этого несоответствия придется ввести в модели атмосфер какие-то дополнительные источники непрозрачности.

Для сверхгигантов классов F и G наиболее детальные вычисления выполнил Парсонс [37]. Найдено хорошее соответствие между его моделями и моделями Кэрбона и Джинджерича [35] при близких значениях T_{eff} и g .

С большими трудностями связано построение достаточно точных моделей атмосфер звезд классов K и M. Прежде всего, в них должны быть учтены следующие эффекты: 1) влияние молекул на структуру атмосферы и на спектр выходящего излучения, 2) покровный эффект за счет множества атомных линий, 3) конвекция (особенно для холодных карликов). Ни одна из сеток моделей, представленных в табл. 1, не удовлетворяет всем этим требованиям сразу. Например, в наиболее точных моделях атмосфер карликов классов K и M [40, 43] учитывается образование молекул и конвекция, но не принимаются во внимание атомные линии. Далее, при вычислении потока излучения для холодных гигантов и сверхгигантов можно пренебречь конвекцией, но при этом необходимо учитывать протяженность атмосферы и, вероятно, отклонения от ЛТР, на что указывает присутствие эмиссионных линий в спектрах этих звезд. Необходимо также отметить, что при построении моделей атмосфер звезд поздних классов обычно рассматриваются лишь двуатомные молекулы, а роль многоатомных молекул по ряду причин все еще остается невыясненной. Более подробное обсуждение всех этих проблем можно найти в обзоре М. Вардиа [83].

Модели атмосфер холодных звезд, представленные в табл. 1, дают удовлетворительное объяснение наблюдаемому распределению энергии лишь в инфракрасной области спектра, и то время как в видимой области согласие отсутствует (см., например, [42] и [48]). Среди других возможных объяснений этого расхождения, о которых говорилось выше, следует отметить также сильное влияние химического состава: у исследуемой звезды он может оказаться несколько иным, чем в используемых при сравнении моделях, а это обстоятельство, как указывалось в предыдущей части, является особенно важным при низких значениях T_{eff} .

Таким образом, модели атмосфер звезд поздних спектральных классов могут сильно зависеть от целого ряда различных факторов (химический состав, источники непрозрачности, предположение о ЛТР и т. д.). Их роль изучена еще слабо, и требуются дополнительные вычисления, чтобы иметь надежную основу для анализа наблюдений.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность А. А. Боярчуку за ценные советы, использованные при работе над обзором. Автор

признателен также Л. С. Лууду, Т. А. Кипперу и А. А. Сапару за полезные замечания.

Крымская астрофизическая
обсерватория

MODEL ATMOSPHERES FOR NORMAL STARS

(a survey from 1965 to 1973)

L. S. LYUBIMKOV

Basic data are given on model atmospheres for O-M type stars calculated in 1965—1973. The influence of blanketing effect, convection, departures from LTE and abundance anomaly on atmospheric structure and emergent radiation is discussed. The most accurate models for each spectral type are pointed out. Its comparison with observations is considered.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. E. H. Avrett, M. Krook, *Ap. J.*, 137, 874, 1963.
2. D. Mihulas, *Ap. J.*, 141, 551, 1965.
3. D. Mihulas, *Ap. J.*, 161, 375, 1970.
4. А. Сапар, А. Круусман, Публ. Тартуской обс., 38, 3, 1970.
5. L. H. Aller, D. Mihulas, *Ap. J.*, 158, 641, 1969.
6. D. Mihulas, *Ap. J. Suppl.*, 9, No. 92, 1965.
7. S. E. Strom, E. H. Avrett, *Ap. J. Suppl.*, 12, No. 103, 1965.
8. Г. Мюнч, Сб. „Звездные атмосферы“, т. 1. ИЛ, М., 1963.
9. А. Круусман, Сб. „Модели атмосфер звезд классов O и B“, Тарту 1971, стр. 3.
10. L. Goldberg, E. A. Müller, L. H. Aller, *Ap. J. Suppl.*, 5, No. 45, 1970.
11. G. Bode, Die Kontinuierliche Absorption von Sternatmosphären in Abhängigkeit von Druck, Kiel, 1965.
12. D. Mihulas, *Methods in Computational Physics*, 7, 1, 1967.
13. C. de Jager, L. Neven, *BAN, Suppl.*, 2, No. 4, 1967.
14. А. Круусман, Сб. „Модели атмосфер звезд классов O и B“, Тарту, 1970, стр. 20.
15. A. B. Underhill, *BAN*, 19, 500, 1968.
16. A. B. Underhill, *BAN*, 17, 161, 1963.
17. A. B. Underhill, M. de Groot, *BAN*, 17, 453, 1964.
18. A. B. Underhill, *Vistas in Astronomy*, 13, 169, 1972.
19. R. Kurucz, in „Theory and Observation of Normal Stellar Atmospheres“, ed. O. Gingerich, MIT Press, Cambridge and London, 1969, p. 375.
20. R. Kurucz, *Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rep.*, No. 309, 1, 1970.
21. P. T. Bradley, D. C. Morton, *Ap. J.*, 156, 687, 1964.
22. F. R. Hickok, D. C. Morton, *Ap. J.*, 152, 203, 1968.
23. G. W. Van Citters, D. C. Morton, *Ap. J.*, 161, 695, 1970.
24. D. Mihulas, D. C. Morton, *Ap. J.*, 142, 253, 1965.
25. T. F. Adams, D. C. Morton, *Ap. J.*, 132, 195, 1968.

26. D. C. Morton, Ap. J., 141, 73, 1965.
27. D. Eberlein, M. Scholz, G. Traving, Astron. Astrophys., 24, 295, 1973.
28. D. A. Klingensmith, Hydrogen Line Blanketed Model Stellar Atmospheres, NASA SP-3065, Washington, 1971.
29. L. H. Auer, D. Mihalas, Ap. J., 160, 233, 1970.
30. D. Mihalas, L. H. Auer, Ap. J., 160, 1161, 1970.
31. D. Mihalas, Non-LTE Model Atmospheres for B and O Stars, NCAK-TN STR-76, National Center for Atmospheric Research, Boulder, Colorado, 1972.
32. Н. С. Комиров, Н. А. Мишкин, Сб. "Физика звезд и межзвездной среды", Киев, 1966, стр. 61.
33. В. И. Голинько, Н. С. Комиров, Г. С. Краенцова, Сб. "Астрометрия и астрофизика", вып. 8, Киев, 1969.
34. D. Mihalas, Ap. J. Suppl., 13, No. 114, 1966.
35. D. F. Carbon, O. Gingerich, in "Theory and Observation of Normal Stellar Atmospheres", ed. O. Gingerich, MIT Press, Cambridge and London, 1969, p. 377.
36. Т. Куннер, Изв. АН Эст. ССР (физика, матем.), № 3, 303, 1964.
37. S. B. Parsons, Ap. J. Suppl., 18, No. 159, 1969.
38. K. S. Krishna Swamy, Astron. Astrophys., 1, 297, 1969.
39. K. S. Krishna Swamy, Astron. Astrophys., 8, 375, 1970.
40. Т. Куннер, Публ. Тартуской обл., 41, 63, 1973.
41. Т. Куннер, Публ. Тартуской обл., 41, 27^а, 1973.
42. F. Querci, M. Querci, T. Tsuji, Astron. Astrophys., 31, 265, 1974.
43. J. R. Auman, Ap. J., 157, 722, 1969.
44. D. R. Alexander, H. R. Johnson, Ap. J., 176, 620, 1972.
45. D. Carbon, O. J. Gingerich, D. W. Latham, in "Low-Luminosity Stars", ed. S. S. Kumar, New York, 1969, p. 435.
46. O. J. Gingerich, D. W. Latham, J. L. Linsky, S. S. Kumar, Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rep., No. 240, 11, 1967.
47. T. Tsuji, in "Colloquium on Late-Type Stars", ed. M. Hack, Trieste, 1966, p. 260.
48. T. Tsuji, in "Low-Luminosity Stars", ed. S. S. Kumar, New York, 1969, p. 457.
49. C. W. Allen, Astrophysical Quantities (second edition), London, 1963.
50. A. Natta, A. Prelle-Martinez, Astrophys. Space Sci., 9, 440, 1970.
51. R. G. Athay, Radiation Transport in Spectral Lines, Dordrecht Holland, 1972.
52. R. Kandel, Ann. d'Astrophys., 20, 439, 1967.
53. D. Mihalas, Ap. J., 176, 139, 1972.
54. L. H. Auer, D. Mihalas, Ap. J. Suppl., 24, No. 205, 1972.
55. L. H. Auer, D. Mihalas, Ap. J. Suppl., 25, No. 223, 1973.
56. R. J. Zinn, Ap. J., 162, 909, 1970.
57. P. S. Conti, Ap. J., 179, 161, 1973.
58. P. S. Conti, Ap. J., 187, 539, 1974.
59. W. Osborn, M. N., 166, 463, 1974.
60. D. Mihalas, C. W. Lockwood, Ap. J., 175, 757, 1972.
61. C. M. Anderson, Ap. J. Lett., 177, 1, 121, 1972.
62. L. H. Auer, J. N. Heasley, R. W. Milkey, Kitt Peak Nat. Obs. Cont., No. 555, 1972.
63. D. Mihalas, Ap. J., 177, 115, 1972.
64. D. Mihalas, Ap. J., 179, 209, 1973.
65. D. Mihalas, D. G. Hummer, Ap. J., 179, 827, 1973.
66. L. H. Auer, D. Mihalas, Ap. J., 184, 151, 1973.
67. L. W. Kamp, Ap. J., 180, 447, 1973.

68. A. Maeder, *Astron. Astrophys.*, 13, 444, 1971.
69. D. C. Morton, T. F. Adams, *Ap. J.*, 151, 611, 1968.
70. P. S. Conti, *Ap. J.*, 179, 181, 1973.
71. D. Mihalas, R. G. Athay, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 11, 187, 1973.
72. R. P. Kudritzki, *Astron. Astrophys.*, 28, 103, 1973.
73. V. P. Myserscough, in "Theory and Observation of Normal Stellar Atmospheres", ed. O. Gingerich, MIT Press, Cambridge and London, 1969, p. 153.
74. L. D. Travis, S. Matsushima, *Ap. J.*, 182, 189, 1973.
75. J. D. Rosendhal, *Ap. J. Lett.*, 183, L 39, 1973.
76. А. С. Любимков, *Изв. КрАО*, 52, 49, 1974.
77. R. Cayrel, *Ann. d'Astrophys. Suppl.*, No. 6, 1958.
78. D. J. Stickland, *M. N.*, 153, 501, 1971.
79. A. Underhill, *Astron. Astrophys.*, 25, 175, 1973.
80. J. Davis, R. J. Webb, *Ap. J.*, 159, 551, 1970.
81. L. R. Doherty, *Ap. J.*, 178, 727, 1972.
82. M. Gros, D. Sacotte, F. Praderie, R. M. Bonnet, *Astron. Astrophys.*, 27, 167, 1973.
83. M. S. Vardya, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 8, 87, 1970.

Спектр. класс	T_{eff}	$\lg g$	Химический состав	Источники непрозрачности
1	2	3	4	5
O-A	50000-7200	1.0-4.5	He/H = 0.15; F и профили линий для некоторых моделей рассчитаны также при He/H 0.30 и 0.05;	H, H ⁺ , H ₂ ⁺ , HeI, HeII; $\lambda(e^-)$, $\lambda(H)$;
O-G	41600-4760	1.0-5.0	He/H = 0.182; указано также содержание C, N, O, Mg, Si, Ca, Sr;	H, H ⁺ , HeI, HeII, C, Ne, Si, металлы (см. таблицы [11])
O-B	39800 31600 25100 20000	3.0-5.0	He/H = 0.0512	H, H ⁺ , HeI, HeII, $\lambda(e^-)$;
O-B	33965-14870	3.7, 4.0	He/H = 0.118	H, H ⁺ , HeI, HeII, $\lambda(e^-)$;
O-B	50000-11000	2.0-5.0	He/H = 0.10; указано также содержание C, N, O, Ne, Mg, Al, Si;	HeI, HeII, HeIII, H ⁺ , He ⁺ , H ₂ ⁺ , металлы, $\lambda(e^-)$, $\lambda(H)$, $\lambda(He)$;
O-B	37450-28640	3.5, 4.0	He/H = 0.15	HeI, HeII, HeIII, H ⁺ , $\lambda(e^-)$;
B	25200-14400	3.0, 3.5, 4.0	He/H = 0.15; две модели вычислены при He/H = 0.08;	HeI, HeII, HeIII, H ⁺ , $\lambda(e^-)$;
B	20000-10000	3.0, 4.0	He/H = 0.0512	HeI, HeII, HeIII, H ⁺ , H ₂ ⁺ , $\lambda(e^-)$, $\lambda(H)$;
B	20000-10000	2.5-4.5	He/H = 15, 3/2, 1/8, 0;	HeI, HeII, HeIII, H ⁺ , He ⁺ ;

1	2	3	4	5
O-B	50000-25000	4.0	He/H = 0.10	HI, HeI, HeII, $\sigma(e^-)$;
O-B	55000-15000	2.5-4.5	He/H = 0.10	HI, HeI, HeII, "средний легкий элемент" (C, N и O), $\sigma(e^-)$;
A	11000, 8100	3.5, 4.0, 4.5	He/H = 0.182;	HI, HeI, HeII, H^- , металлы, $\sigma(e^-)$, $\sigma(H)$;
A-G	9000-5390	4.0-1.057	He/H = 0.125; A = 0.002 и 0.0002;	HI, HeI, HeII, H^- , H_2^+ , $\sigma(e^-)$, $\sigma(H)$, $\sigma(H_2)$;
A-F	12600-7200	2.0, 3.0, 4.0	He/H = 0.15	HI, HeI, HeII, H^- , H_2^+ , $\sigma(e^-)$, $\sigma(H)$;
A-K	10000-4000	2.0-4.5	He/H = 0.10; указано также содержание C, Na, Mg, Al, Si, Fe;	H^- , H_2^+ , C, Mg, Si, $\sigma(e^-)$, $\sigma(H)$, $\sigma(H_2)$;
F	7200-6200	2.49, 3.40, 4.35	солнечный [10]	см таблицу [11]
F-G	6620-5400	1.2, 1.8, 2.4	He/H = 0.125, A = 0.002;	H^- , H_2^+ , металлы, $\sigma(e^-)$, $\sigma(H)$;
G-K	6000-4000	2.301, 3.301, 4.301	He/H = 0.083; A уменьшено по отношению к Солнцу в 1, 5, 10, 40 и 100 раз;	H^- , H_2^+ , H_2^- , He $^+$, $\sigma(H)$, $\sigma(H_2)$;
K-M	5040-2520	0.2-5.0	солнечный [10]; и два моделиз изменено содержание C, N, O;	H^- , H_2^+ , H_2^- , He $^+$, $\sigma(e^-)$, $\sigma(H)$, $\sigma(H_2)$;
C	4500-3400	-1, 0, +1	He/H = 0.162; C/H = $4.1 \cdot 10^{-5}$; N/H = $1.48 \cdot 10^{-3}$; O/H = $1.25 \cdot 10^{-5}$;	H^- , H_2^+ , He $^+$, C, C $^+$, металлы (Si, Mg и Ca), $\sigma(e^-)$, $\sigma(H)$, $\sigma(H_2)$;

1	2	3	4	5
К-М	4000-2000	от -2.0 до -5.0	He Н 0.12, <i>A</i> - солнечному значению [10]; при <i>T</i> и <i>lg g</i> - 2 <i>A</i> уменьшено в 10 и 100 раз;	H, H ⁻ , He ⁻ , H ₂ ⁻ , H ₂ ⁺ , металлы, σ^- , σ (H), σ (H ₂);
М, С	3600-2500	0, -1	солнечный [10]; варьируется содержание С, N, O;	H, H ⁻ , H ₂ , H ₂ ⁻ , σ (H), σ (H ₂);
М	3500, 2500, 1500	5.0	He Н 0.10; <i>A</i> - солнечному значению [10]; в двух случаях <i>A</i> уменьшено в 100 раз;	H, H ⁻ , He ⁻ , H ₂ ⁻ , металлы, σ (H), σ (H ₂);
М	2400	1.0, 3.0, 5.0	солнечный [10]; в одном случае значение <i>A</i> уменьшено в 100 раз	H, H ⁻ , He ⁻ , H ₂ ⁻ , металлы, σ (σ^-), σ (H), σ (H ₂);
М	3000	1.0, 4.8	солнечный [10]	H, H ⁻ , H ₂ ⁻ , σ (σ^-), σ (H), σ (H ₂);

Таблица 1 (продолжение)

6	7	8	9	10
полосы H_2O ; конвекция;	10^0	$T, P_g, P_e, F_e, \Delta F/F$;	6250 А-10 ₂	Ауман [43]
полосы H_2O, CN и CO ; конвекция;	0.1^0	T, P_g, κ ;	5000 А-5 ₂	Александр, Джонсон [44]
полосы H_2O, H_2 ;	10^0	$T, P_g, P_e, k, \rho, \Delta z$, концентрации H, HII, H_2, H_2O и вклад различных источников и непрозрачность;	4000 А-2.8 ₂	Кэрбон и др [45]
в одном случае грубо учтено поглощение молекулами H_2O ;	10^0	1) $T, P_g, P_e, k, \rho, \Delta z$, концентрации H, HII, H_2 и H_2O ; 2) τ для ряда значений λ и λ_{10000} ;	2304 А-13 ₂	Джинджерич и др. [46]
полосы H_2O, CO, OH	$4^0/8$	T, P_g, P_e , парциальные давления различных молекул;	2000 А-10 ₂	Цуджи [47]