

УДК: 524.3—355

ПРОФИЛИ БАЛЬМЕРОВСКИХ ЛИНИЙ В СПЕКТРАХ
 A_0/V_0 -ЗВЕЗД

М. А. ПОГОДИН

Поступила 7 марта 1985

Принята к печати 18 февраля 1986

Описывается процедура построения теоретических профилей эмиссионных линий, применимая к любой кинематической модели оболочки. Показано, что модель расширяющейся и одновременно вращающейся оболочки может с успехом использоваться для интерпретации наблюдаемых профилей бальмеровских линий в спектрах A_0/V_0 -звезд.

1. *Введение.* В настоящее время для построения теоретических профилей эмиссионных линий движущихся оболочек звезд широко используется вероятностный метод Соболева [1]. Обсуждение результатов, достигнутых в этой области, приводится, в частности, в обзоре Гринина [2].

В настоящей работе описывается один из вариантов конкретного применения этого метода к интерпретации профилей бальмеровских линий, наблюдаемых в спектрах звезд класса A_0/V_0 .

Из всего множества видов профилей рассмотрен наиболее часто встречающийся тип, когда на широкую эмиссионную линию накладывается более узкий абсорбционный компонент, имеющий смещение относительно центральной частоты в коротковолновую сторону (см., например, работу Финкенцеллера и Мундта [3]). В предельном случае, когда смещение становится достаточно большим, профиль приобретает Р Суг-вид.

Целью настоящей работы было исследование возможностей интерпретации подобных профилей бальмеровских линий в рамках кинематических моделей оболочки, в которых крупномасштабное движение может быть представлено как комбинация радиального истечения и осевого вращения.

Во всех моделях радиальное истечение предполагалось замедленным. Этот вывод в отношении звезд типа A_0/V_0 неоднократно делался в ряде работ, посвященных их исследованию [3, 4]. Следует ожидать, что роль такого фактора, как световое давление, разгоняющее излучающий газ, в оболочках этих объектов будет менее значительной, чем в звездах более массивных и горячих, таких, как звезды типа Вольфа—Райе или сверхги-

ганты ранних спектральных классов (см., например, работу Кастора и Ламерса [5]).

Одной из особенностей методики расчетов, примененной в настоящей работе, был отказ от традиционного предположения о чернотельном распределении энергии в спектре звезды, возбуждающей оболочку. Как известно, спектры звезд классов А и В имеют значительные скачки за пределами водородных серий, а результаты расчетов, как показала практика, оказываются очень чувствительными к задаваемым распределениям энергии. При расчетах использовались интенсивности излучения звезды, взятые на основании теоретических моделей Куруца [6] для соответствующих $T_{\text{эф.}}$.

В работе обсуждается специфика конкретных процедур расчетов и сравнение теоретических профилей с наблюдаемыми. Также приводится несколько примеров, иллюстрирующих применение данной интерпретационной методики.

2. *Расчеты населенностей энергетических уровней.* Первый этап расчетов заключался в построении распределения населенностей атомов на разных энергетических уровнях по всему объему оболочки, которая предполагалась целиком состоящей из водорода.

Входными параметрами программы вычислений являлись: эффективная температура звезды $T_{\text{эф.}}$ с соответствующим ей распределением энергии в спектре, электронная температура оболочки T_e , закон скорости крупномасштабного движения $\vec{v}(r)$ и связанное с ним уравнением неравновесности распределение плотности водородных атомов $N(r)$.

Вся оболочка разбивалась на L слоев с характерными расстояниями r_l до звезды, $l = 1, 2, \dots, L$. Расчет всегда начинался с внутренней границы оболочки у самой поверхности звезды ($r_1 = R_*$), а затем продолжался для слоев с большими номерами l с постепенным удалением от центра ($r_{l+1} > r_l$). Так, например, для сферически-симметричных моделей вычисления производились для 10 слоев с $r_l/R_* = 1, 1.2, 1.5, 2, 3, 5, 8, 12, 20$ и 50. Для промежуточных значений r населенности уровней определялись по методу логарифмического интерполирования.

В каждой характерной точке оболочки решалась система уравнений стационарности для первых 12 энергетических уровней. Учитывалось влияние и более высоких уровней (до 20), населенности которых предполагались равновесными для данной T_e и электронной плотности N_e . Уравнения составлялись с учетом всех радиационных и столкновительных процессов ионизации, возбуждения и деактивации атомов. Каждое из них можно представить в виде:

$$\sum_{i \neq j}^{20} (Q_{ij} N_i - Q_{ji} N_j) - N_j (I_j + N_e q_{jc}) + N_e N^+ (C_j + N_e q_{cj}) = 0, \quad (1)$$

$$j = 1, 2, \dots, 12,$$

где N_j , N_e и N^+ — соответственно, населенность j -го уровня, электронная и протонная плотности; Q_{ij} — коэффициенты переходов с i -го на j -й уровень, причем

$$Q_{ij} = \begin{cases} A_{ij} + B_{ij} \bar{J}_{ij} + q_{ij} N_e, & \text{при } i > j \text{ (деактивация),} \\ B_{ij} \bar{J}_{ij} + q_{ij} N_e, & \text{при } i < j \text{ (возбуждение);} \end{cases}$$

A_{ij} , B_{ij} — эйнштейновские коэффициенты спонтанных и вынужденных переходов; q_{ij} , q_{ic} , q_{ci} — коэффициенты столкновительных процессов (соответственно, для межуровневых переходов, ионизации и тройной рекомбинации); \bar{J}_{ij} — средняя интенсивность излучения в линии на частоте ν_{ij} ; I_j — число ионизации с j -го уровня в единицу времени за счет внешнего излучения (в данном случае, от звезды); C_j — коэффициенты радиативных рекомбинаций на j -й уровень с учетом вынужденных рекомбинаций.

Средняя интенсивность \bar{J}_{ij} определялась из выражения:

$$\bar{J}_{ij} = (1 - \beta_{ij}) S_{ij} + \beta_{ij}^* I_{ij}^*, \quad (2)$$

где S_{ij} — функция источника в линии для случая полного перераспределения по частотам:

$$S_{ij} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(\frac{N_i}{N_j} \frac{g}{g_i} - 1 \right)^{-1}, \quad \text{если } j > i, \quad (3)$$

β_{ij} и β_{ij}^* — вероятности выхода кванта на частоте ν_{ij} (средняя и в направлении на звезду), где g_j — статистический вес j -го уровня, I_{ij}^* — интенсивность излучения звезды на частоте ν_{ij} .

Для первых 8 членов бальмеровской серии производился также учет профилей абсорбционных линий звезды, путем умножения величины I_{ij} на коэффициент $R_{ij}(l)$, характеризующий профиль абсорбционной линии и равный остаточной интенсивности на частоте $\nu_{ij}(1 \pm v_l/c)$ внутри линии, где v_l — скорость оболочки относительно звезды в рассматриваемом l -м слое, а c — скорость света. Проверка показала, что нет необходимости вводить подобные R -коэффициенты для линий других серий, так как это мало влияет на результаты расчетов населенностей N_j ($j \geq 2$), используемых на следующем этапе при построении бальмеровских профилей оболочки.

Коэффициент фотоионизаций I_j определялся численным интегрированием по методу трапеций по формуле:

$$I_j = W \int_{\nu_j}^{\nu_{\max}} \alpha_j(\nu) \frac{I_\nu e^{-\tau_\nu}}{h\nu} \left(1 - \frac{1}{b_j} e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}\right) d\nu, \quad (4)$$

где ν_j — граница j -й водородной серии, $\nu_{\max} = 10^{16}$ Гц; I_ν — интенсивность излучения звезды на частоте ν ; $\alpha_j(\nu)$ — коэффициент поглощения на частоте ν атомом в j -м состоянии возбуждения; τ_ν — оптическая толщина оболочки на частоте ν между звездой и рассматриваемой точкой; W — коэффициент дилуции; b_j — мензеловский параметр, характеризующий отклонение населенности j -го уровня от равновесного значения: $b_j = N_j/N_j(TP)$. Остальные обозначения традиционные.

Величины коэффициентов для столкновительных процессов были заимствованы из работы [7], где они приводятся с достаточно частым набором значений T_e .

Неизвестными в данной системе уравнений являлись мензеловские параметры b_j , $j = 1, 2, \dots, 12$. Решение подобных систем методом последовательных приближений достаточно подробно описано в ряде работ (см., например, работы Боярчука [8], Гершберга и Шноля [9], Гринина и Катышевой [10]). Следует отметить некоторые особенности настоящей методики расчетов.

В отличие от работ [7—9] в используемой вычислительной программе вероятность выхода L_α -кванта β_{12} не являлась свободным параметром. Поэтому все вероятности выхода квантов β_{ij} и β_{ij}^* , соответствующих переходам $j \rightarrow i$ ($j > i$), вычислялись каждый раз методом численного интегрирования по формулам:

$$\beta_{ij} = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} (1 - e^{-\tau_{ij}}) / \tau_{ij} \cdot d\Omega, \quad (5)$$

$$\beta_{ij}^* = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega_*} (1 - e^{-\tau_{ij}}) / \tau_{ij} \cdot d\Omega,$$

где Ω — телесный угол, Ω_* — телесный угол, под которым виден звездный диск из рассматриваемой точки оболочки, τ_{ij} — оптическая толщина в линии в некотором направлении, зависящая от населенностей уровней

N_i и N_j и градиента скорости $\left| \frac{dv}{ds} \right|$ в этом направлении:

$$\tau_{ij} = \frac{\pi e^2}{m v_{ij}} \cdot f_{ij} \cdot N_i \left(1 - \frac{g_i N_j}{g_j N_i} \right) \left\| \frac{dv}{ds} \right\|, \quad (6)$$

где f_{ij} — сила осциллятора для перехода $j \rightarrow i$, m — масса атома и e — заряд электрона.

Градиент скорости $\left| \frac{dv}{ds} \right|$ определяется в зависимости от конкретной кинематической модели по соответствующим формулам (см., например, формулу (I.16) из [2] для оболочки со сферически-симметричными движениями или формулы (I.24), (I.25) из той же работы — для аксиально-симметричной кинематики).

Электронная плотность N_e также не являлась свободным параметром. Она определялась по заданной плотности водородных атомов $N(r)$ и степени ионизации, вычисляемой на каждом итерационном шаге при решении системы уравнений стационарности (1).

Внешней границей оболочки считалось расстояние $R_{\max} = r_{10} = 50 R_*$, так как расчеты профилей линий при разных значениях R_{\max} показали, что изменение внешней границы от $50 R_*$ до $100 R_*$ уже не влияет на результаты.

На этапе расчета населенностей уровней нелокальное радиационное взаимодействие между рассматриваемыми точками не учитывалось, все слои считались независимыми друг от друга.

Практически во всех моделях оболочка оказывалась прозрачной на частотах непрерывного спектра, за исключением области за лаймановским пределом ($\tau_v \ll 1$, $\nu < \nu_1$). Величина $\tau_v(l)$ в точке на расстоянии r_l от звезды определялась каждый раз с помощью рекуррентной формулы:

$$\begin{cases} \tau_v(l) = \tau_v(l-1) + 6.3 \cdot 10^{-18} \cdot N_1(r_l) \cdot \left(\frac{\nu_1}{\nu} \right)^2 (r_l - r_{l-1}), \\ \tau_v(1) \equiv 0, \end{cases} \quad (7)$$

где $N_1(r_l)$ — населенность I-го уровня в l -м слое, зависящая от b_1 и определяемая в ходе решения системы уравнений стационарности.

Строго говоря, формула (7) является довольно грубой для областей, близких к поверхности звезды, где расстояние до излучающей поверхности, а следовательно и оптическая толщина слоя оболочки, поглощающей L_c -излучение, сильно зависят от направления внутри телесного угла Ω_* . Но проверка показала, что для протяженных изотермических оболочек, рассматриваемых в настоящей работе (радиус оболочки порядка $50 R_*$, эффективный слой образования бальмеровских линий $r_{эфф.} \sim 5 R_*$), расчетные бальмеровские профили слабо чувствительны к этому эффекту.

Как и в работе [10], предполагалось, что ионизация с первого уровня за счет диффузного излучения при средней оптической толщине τ ($\nu \geq \nu_1$), превышающей единицу, полностью скомпенсирована рекомбинациями на этот уровень. В настоящей программе коэффициент C_1 предполагался равным нулю, если формально соблюдалось условие $\tau(\nu_1) > 1$. Фактически, оно выполнялось для всех рассмотренных моделей оболочки, за исключением областей, близких к внутренней границе оболочки и λ -луча очень горячих звезд ($T_{\text{эфф.}} \sim 3 \cdot 10^4$ К). Для моделей с более холодной звездой ($T_{\text{эфф.}} < 2 \cdot 10^4$ К), где оптическая толщина τ , оказывалась порядка 10^2 , достаточно хорошим приближением было выполнение условия: $I_1 = 0$.

Вся серия последовательных приближений при расчете набора параметров b_j , $j = 1, 2, \dots, 12$ проводилась в три этапа. На первом этапе определяемыми неизвестными считались три первых параметра b_1 , b_2 и b_3 , а остальные не изменяли в течение счета первоначально заданных значений. После сходимости итерационного процесса число неизвестных увеличивалось до шести, и цикл вычислений повторялся. И, наконец, на третьем этапе рассчитывались уже все двенадцать мензеловских параметров b_j , $j = 1, 2, \dots, 12$. Использование ЭВМ-1033 позволяло добиться 2%-ой точности расчета за 1—10 минут машинного времени в зависимости от начальных условий и первоначального задания значений b_i , $i = 1, 2, \dots, 12$.

3. Построение теоретических профилей бальмеровских линий. Если профиль эмиссионной линии определяется крупномасштабным движением, то он может быть представлен как распределение по лучевым скоростям потока излучения в линии от звезды с оболочкой в направлении на наблюдателя. В этом случае учет реального профиля коэффициента поглощения атома водорода практически не влияет на результаты расчетов, и для простоты в настоящей вычислительной программе он считался прямоугольным:

$$k_{ik} = \begin{cases} \frac{\pi e^2 f_{ik}}{2m\nu_T \nu_{ik}}, & \text{при } |\nu - \nu_{ik}| < \nu_T/c, \\ 0, & \text{при } |\nu - \nu_{ik}| > \nu_T/c, \end{cases} \quad (8)$$

где ν_{ik} — центральная частота в линии ($k \rightarrow i$), f_{ik} — сила осциллятора, а ν_T — средняя тепловая скорость атомов водорода. Остальные обозначения общепринятые.

Весь диапазон лучевых скоростей, на которых рассматривалась линия, разбивался на 40 равных интервалов со средними значениями

$V_j, j = 1, 2, \dots, 40$. Для каждого j рассматривалась область P_j , все точки которой имели лучевые скорости V_s в диапазоне:

$$|V_s - V_j| \leq v_T. \quad (9)$$

Чтобы исключить возможные пересечения соседних P_j , для всех j соблюдалось условие: $|V_j - V_{j\pm 1}| > 2v_T$. Методом численного интегрирования рассчитывался эмиссионный вклад различных P_j в образование профиля линии. При этом учитывались эффекты самопоглощения, экранирования одних частей излучающей оболочки другими, а также взаимное экранирование P_j и звездного диска.

Входными параметрами были $T_{эф.}, T_*,$ наборы $R(V_j)$, характеризующие профили линий поглощения звезды, распределения в оболочке $\bar{v}(r), N(r)$, а также распределение набора мензеловских параметров $\{b_i(r)\}$, построенное на первом этапе вычислений.

Распределения параметров в оболочке задавались в цилиндрической системе координат (φ, ρ, z) , где φ — позиционный угол, ρ — радиус-вектор и z — аппликата. Ось z ориентировалась вдоль луча зрения, а множество $(\varphi, \rho, 0)$ представляло собой картинную плоскость, проходящую через центр звезды.

Луч зрения, проходящий через точку с координатами (φ, ρ) , будет пересекать ее различные зоны P_j в зависимости от особенностей кинематики оболочки. Для каждой V_j рассчитывался поток излучения $I_j(\varphi, \rho)$ в рассматриваемой линии, приходящий к наблюдателю с элементарной площадки ds . Определение $I_j(\varphi, \rho)$ заключалось в численном расчете интеграла (10) по методу, уже неоднократно применявшемуся при построении теоретических профилей оболочек (см., например, работы [11, 12]):

$$I_j(\varphi, \rho) = ds \int_{\{z \in P_j\}} S_{ik}(\varphi, \rho, z) e^{-\tau_{ik}(\varphi, \rho, z)} d\tau_{ik}. \quad (10)$$

Для этого вдоль оси z осуществлялось дискретное сканирование: с шагом Δz в сторону от наблюдателя через всю оболочку от ее ближайшего края, имеющего аппликату $z_0(\varphi, \rho)$, до дальнего. Чтобы построенный профиль имел достаточно гладкий вид, величина шага Δz выбиралась существенно меньше характерной толщины слоев P_j в направлении z : $\Delta z \ll d_j = v_T \left| \frac{dV_s}{dz} \right|$. На каждом n -м шаге в точке с аппликатой $z(\varphi, \rho, n) = z_0(\varphi, \rho) + n\Delta z$ определялась лучевая скорость V_s и устанавливалась принадлежность данной точки к какой-либо

области P_j по условию (9). Точки, не принадлежащие ни к одной из 40 выделенных P_j , не рассматривались.

В случае принадлежности точки с аппликатой $z(\varphi, \rho, n)$ к определенной P_j , на основании распределения входных параметров вычислялись:

1. Функция источника в рассматриваемой линии по формуле (3) в зависимости от мензеловских параметров соответствующих уровней.

2. Изменение оптической толщины в линии в направлении z при шаге Δz :

$$\Delta\tau_j(\varphi, \rho, n) = k_{ik} N_i \left(1 - \frac{g_i N_k}{g_k N_i} \right) \Delta z. \quad (11)$$

3. Оптическая толщина в линии между точкой $z(\varphi, \rho, n)$ и наблюдателем:

$$\tau_j(\varphi, \rho, n) = \tau_j(\varphi, \rho, n-1) + \Delta\tau_j(\varphi, \rho, n-1), \quad \tau_j(\varphi, \rho, 1) \equiv 0. \quad (12)$$

Если сделать допущение, что вдоль интервала Δz функция источника S_{ik} и коэффициент поглощения $\frac{d\tau_{ik}}{dz}$ не изменяются, то поток излучения от объема $ds \cdot \Delta z$ на n -м шаге сканирования с учетом самопоглощения и поглощения на пути от точки $z(\varphi, \rho, n)$ до наблюдателя будет:

$$\Delta I_j(\varphi, \rho, n) = ds \cdot S_{ik} (1 - e^{-\Delta\tau_j(\varphi, \rho, n)}) e^{-\tau_j(\varphi, \rho, n)}. \quad (13)$$

Полное значение $I_j(\varphi, \rho)$, которое и было использовано при расчетах, получается путем суммирования всех $\Delta I_j(\varphi, \rho, n)$ с номерами n , соответствующих точкам $z(\varphi, \rho, n)$, принадлежащим данной P_j :

$$I_j(\varphi, \rho) = ds \cdot \sum_{(n)} S_{ik}(\varphi, \rho, n) (1 - e^{-\Delta\tau_j(\varphi, \rho, n)}) e^{-\tau_j(\varphi, \rho, n)}. \quad (14)$$

Звездный диск в этой процедуре формально рассматривался как поверхность, полностью непрозрачная на всех V_j , с потоком излучения с элементарной площадки ds в направлении на наблюдателя:

$$I_j^*(\varphi, \rho) = ds \cdot I_{ik}^* \cdot R_{ik}(V_j), \quad (15)$$

где I_{ik}^* — интенсивность излучения в непрерывном спектре звезды на частоте ν_{ik} , вводимая в программу вычислений.

Последующее интегрирование $I_j(\varphi, \rho)$ по координатам (φ, ρ) и нормировка к потоку от звезды $\pi R^2 I_{ik}^* R_{ik}(V_j)$ позволяли построить полный профиль линии звезды с оболочкой.

Следует отметить, что при небольшом угле между осью z и нормалью к поверхности равных скоростей (ПРС) справедливо утверждение о постоянстве физических характеристик излучающего газа в пределах всего множества $\{z \in P_j\}$ при разовом пересечении z и P_j . В этом случае в формуле (14) достаточно произвести суммирование по числу пересечений оси z с P_j для данной пары (φ, ρ) . Можно было бы построить программу вычислений с предусмотренной дифференциацией расчетных процедур в зависимости от взаимной ориентации z и P_j . Это позволило бы сократить машинное время непосредственно на вычисления, но повлекло бы за собой усложнение логической части программы. Особенностью используемой методики расчетов является ее универсальность, она не зависит от выбора структурно-кинематической модели оболочки, которая может быть сколь угодно сложной. Конечно, при сложной кинематике соблюдение условия $\Delta z \ll d_j$ может привести к большому расходу машинного времени. Однако для большинства моделей, рассматриваемых в настоящей работе, не требовалось полного интегрирования по всем трем координатам. Так, для чисто расширяющейся сферически-симметричной оболочки достаточно было произвести расчет для одного произвольного значения φ (5—10 минут машинного времени), а в случае тонкого диска, ориентированного ребром к наблюдателю, — для двух значений φ_1 и $\varphi_2 = \varphi_1 \pm 180^\circ$ (10—20 минут счета).

4. *Профили линий чисто расширяющихся оболочек.* Для интерпретации спектральных особенностей объектов с P Cуг-профилями бальмеровских линий была рассмотрена группа моделей сферически-симметричных оболочек с различными начальными параметрами, крупномасштабное движение в которых ограничивалось чисто радиальным расширением. Закон скорости выражался формулой (12), описывающей замедление в поле тяготения центрального тела.

$$v_p(r) = V_0 [\gamma^2 + (1 - \gamma^2) R_*/r]^{0.5}, \quad (16)$$

где

$$\gamma = V_\infty/V_0, \quad V_0 = v_p(R_*), \quad V_\infty = \lim_{r \rightarrow \infty} v_p(r).$$

Результаты сравнения расчетных характеристик для моделей с различными параметрами $T_{\text{эфф}}$, γ , $N_0 = N(R_*)$ для $T_* = 10^4$ K и $V_0 = 800$ км/с иллюстрирует диаграмма $I_m(\text{H}_\alpha)/I_m(\text{H}_\beta)$, где I_m — максимальная интенсивность эмиссионной линии, нормированная к уровню непрерывного спектра (рис. 1). На рисунке показан участок диаграммы, охватывающий область наиболее характерных значений наблюдаемых интенсивностей линий H_α и H_β у A_*/B_* -звезд.

Положение точек на диаграмме наиболее значительно зависит от двух параметров: N_0 и γ . Велико их влияние и на другие характеристики профилей, в частности, на ширину (см. рис. 2). Зависимость I_m от $T_{\text{эфф}}$ более:

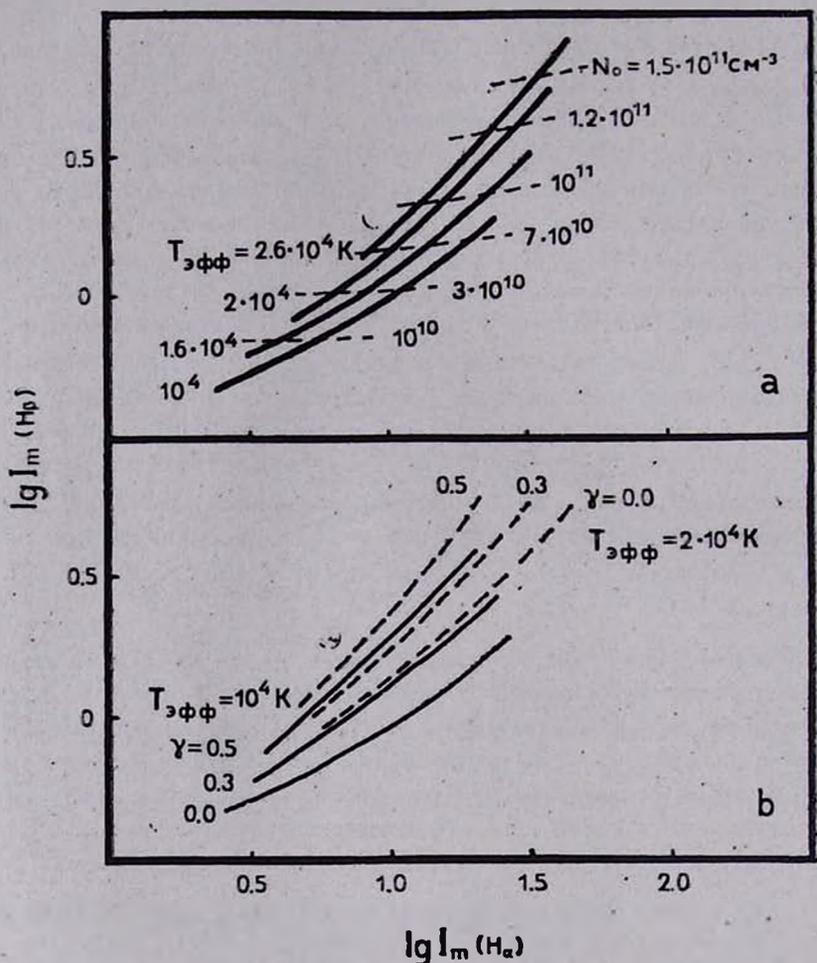


Рис. 1. Максимальные интенсивности I_m эмиссионных линий H_α и H_β в единицах непрерывного спектра, рассчитанные для набора моделей сферически-симметричной расширяющейся оболочки с законом изменения скорости (12) при $V_0 = 800 \text{ км/с}$: а) треки для $\gamma = 0$ при изменяющихся параметрах N_0 и $T_{\text{эфф}}$; б) изменение положений треков при изменении параметра γ .

слабая. Ее обратный характер связан с тем, что рост эмиссии оболочки за счет больших значений $T_{\text{эфф}}$ происходит медленнее, чем увеличение потока излучения самой звезды на частотах эмиссионных линий, к уровню которого нормируются профили.

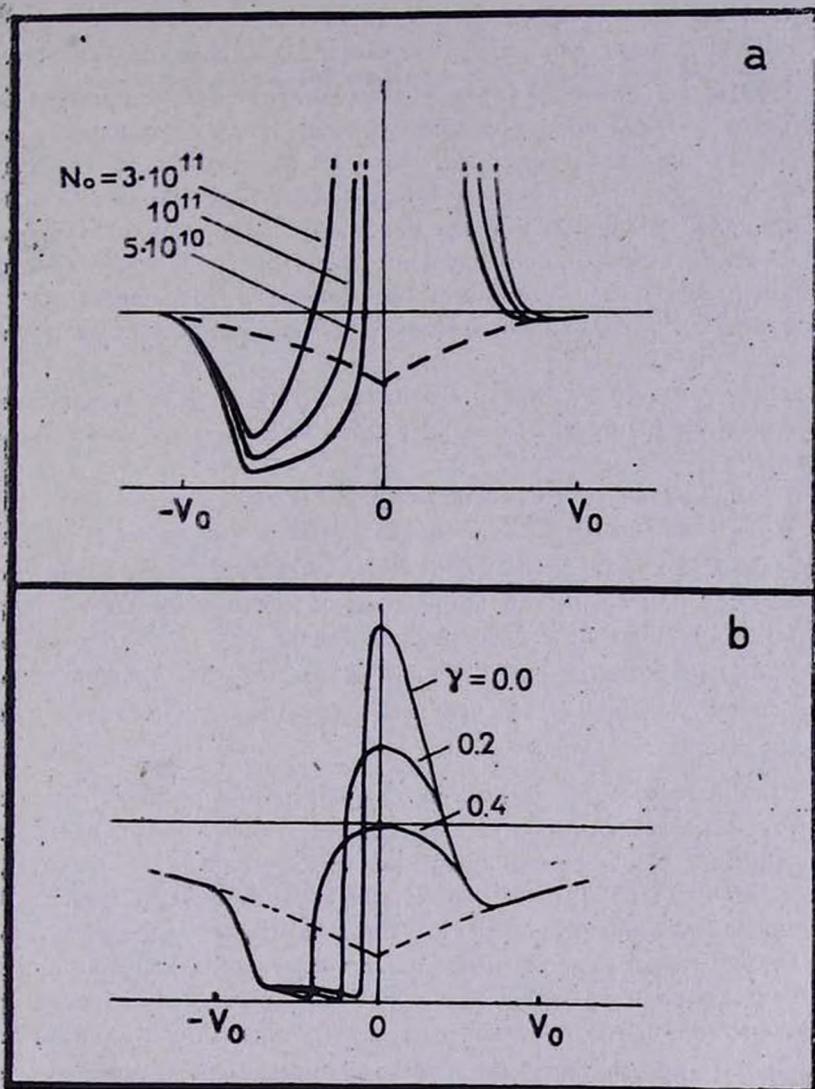


Рис. 2. Профили линии $H\beta$, рассчитанные для моделей сферически-симметричной расширяющейся оболочки; а) $T_{\text{эфф}} = 2 \cdot 10^4$ K, $T_s = 10^4$ K, $v_p(r)$ — по формуле (12) для $V_0 = 800$ км/с, $\gamma = 0$, $N_0 = 5 \cdot 10^{10}$, 10^{11} , $3 \cdot 10^{11}$ см⁻³. Пунктирной линией отмечен профиль линии поглощения звезды при отсутствии оболочки; б) $T_{\text{эфф}} = 10^4$ K, $T_s = 10^4$ K, $N_0 = 10^{11}$ см⁻³, $V_0 = 550$ км/с, $\gamma = 0.0, 0.2, 0.4$. Остальные обозначения прежние.

Расчеты, произведенные для других значений T_e , показывают, что ее увеличение, подобно увеличению N_0 , приводит к росту степени ионизации и возбуждения в оболочке и, соответственно, к усилению эмиссии в линиях. Так, например, для звезды класса A0 с параметрами оболочки: $v_p(r) = 500 (R_*/r)^{0.5}$ км/с, $N(r) = 5 \cdot 10^{11} (R_*/r)^{1.5}$ см⁻³, изменение T_e от 10 000 К до 15 000 К сопровождается увеличением отношения населенностей N_3/N_2 , определяющего интенсивность эмиссии в H_γ, на 5% при $r \approx R_*$ и на 20% при $r = 8 R_*$. Однако небольшие изменения T_e (в пределах 8 000 — 12 000 К), которые в основном использовались при расчетах, проявлялись главным образом в изменениях степени ионизации и эмиссии в лаймановских линиях, а интенсивности и профили бальмеровских линий оказывались к ним довольно малочувствительными.

Наконец, следует отметить, что параметр V_0 , определяющий ширину эмиссионных линий, практически не влияет на остальные характеристики профилей.

В целом, модели чисто расширяющихся оболочек могут быть хорошо согласованы с наблюдаемыми интенсивностями в максимуме и профилями длинноволнового крыла линий H_α — H_δ. Однако систематические расхождения имеются при сравнении теоретических и наблюдаемых абсорбционных Р Суг-компонентов: у расчетных профилей они гораздо глубже (см. рис. 4а). По-видимому, закон скорости (12) является слишком грубым приближением для описания реальной кинематики оболочек у A₀/B₀-звезд.

5. Влияние осевого вращения на профили линий расширяющихся оболочек. Рассмотрение кинематических моделей, учитывающих как радиальное расширение, так и осевое вращение, всегда связано со значительным увеличением числа свободных параметров модели. Вращающаяся оболочка уже не может сохранить сферическую симметрию — следовательно требуется введение формул, описывающих ее форму, распределение плотности газа, а также наклон оси вращения к лучу зрения. Закон скорости вращения также может быть различным: от кеплеровского орбитального движения ($v_\phi \sim r^{-0.5}$) до „твердотельного“ вращения ($v_\phi \sim r$), возникающего в случае «вмороженности» силовых линий магнитного поля звезды в ионизованный газ оболочки.

В настоящей работе для исследования моделей с осевым вращением был принят ряд упрощающих условий. Оболочка предполагалась дискообразной, с толщиной D и осью симметрии, перпендикулярной лучу зрения. Было рассмотрено два типа закона вращения: а) $v_\phi(r) = V_* (R_*/r)^{0.5}$ и б) $v_\phi(r) = \text{const}$. При этом для определенности пред-

полагалось, что $T_{эфф.} = 2 \cdot 10^4$ К, $T_e = 10^4$ К, закон радиальной скорости (12) с начальной скоростью $V_0 = 800$ км/с, $N_0 = 10^{11}$ см $^{-3}$. В данном случае, величина V_0 определялась уже как $V_0^2 = V_p^2 + V_s^2$.

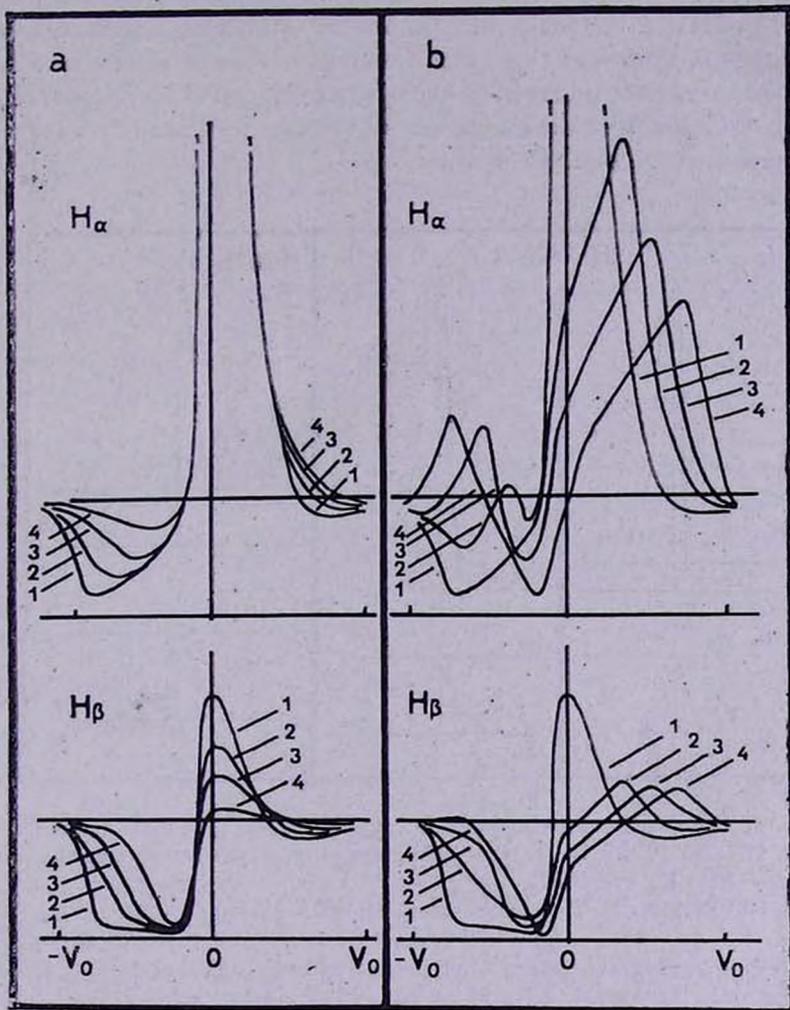


Рис. 3. Профили линий H_α и H_β , рассчитанные для моделей дисковых оболочек: с $D = 2R_*$, $T_{эфф.} = 2 \cdot 10^4$ К, $T_e = 10^4$ К, $v_p(r) \sim r^{-0.5}$, $V_0 = 800$ км/с, $a = V_s/V_p$, $V_0^2 = V_s^2 + V_p^2$ для $a = 0$ (1), $3/8$ (2), $5/8$ (3), 1 (4); а) $v_s(r) \sim r^{-0.5}$; б) $v_s(r) = \text{const}$.

На рис. 3а, б представлены семейства теоретических профилей линий H_α и H_β , соответствующих моделям с $D = 2R_*$ для различных значений параметра $a = V_s/V_p$. При $v_s \sim r^{-0.5}$ профили сохраняют P Cуг-структуру даже при больших значениях $a \approx 1$, однако при этом

абсорбционные компоненты становятся более узкими и менее глубокими (рис. 3а). С изменением α изменяются и интенсивности линий, на диаграмме $I_m(H_\alpha)/I_m(H_\beta)$, показанной на рис. 1а для чисто расширяющихся оболочек, эти изменения происходили бы вдоль треков ($T_{эф.}, \gamma = const$), обозначенных жирными линиями. Добавление осевого вращения позволяет в значительной степени избавиться от основного недостатка моделей с чистым расширением: профили абсорбционных P Cyg-компонентов удается гораздо лучше согласовать с наблюдениями (ср. рис. 4а и 4б).

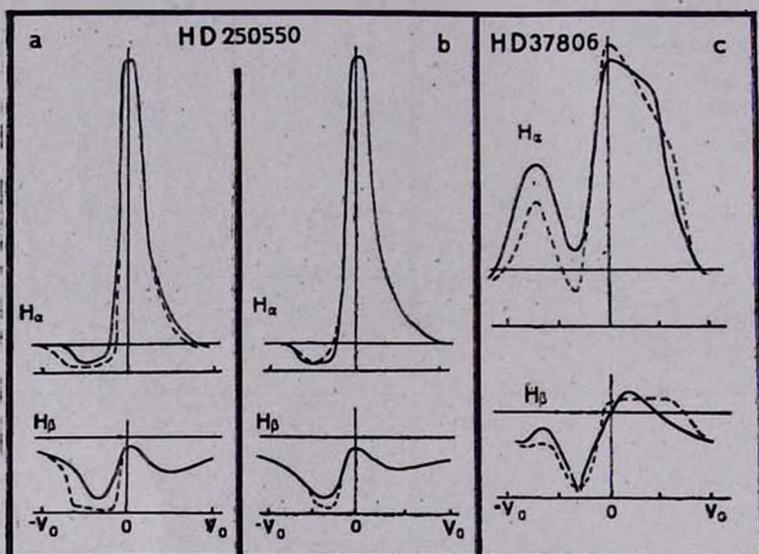


Рис. 4. Сравнение теоретических и наблюдаемых профилей линий H_α и H_β . а) Звезда HD 250550, B9 V. Модель: сферически-симметричная расширяющаяся оболочка, $T_{эф.} = 10^4$ K, $T_e = 10^4$ K, $V_0 = V_p = 950$ км/с, $\gamma = 0$, $V_s = 0$, $N_0 = 5 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$; б) Звезда HD 250550, B9 V. Модель: дисковая оболочка с $D = 2R_*$, $T_{эф.} = 10^4$ K, $T_e = 10^4$ K, $V_p = 400$ км/с, $v_s(r) \sim r^{-0.5}$, $V_s = 350$ км/с, $\gamma = 0$, $N_0 = 10^{11}$ см $^{-3}$; в) Звезда HD 37806, A0. Модель: дисковая оболочка с $D = 4R_*$, $T_{эф.} = 10^4$ K, $T_e = 10^4$ K, $V_p = 270$ км/с, $v_s(r) = const$, $V_s = 175$ км/с, $\gamma = 0$, $N_0 = 4 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$.

Использование закона $v_s = V_s$ позволяет перейти к интерпретации профилей линий с двойными эмиссионными пиками. Изменением величины параметра α можно подобрать подходящее смещение абсорбционного компонента, разделяющего пики (рис. 3б). Довольно резкая „скошенность“ вершин эмиссионных компонентов обусловлена весьма искусственным ограничением в модели толщиной $D = 2R_*$. При выборе больших величин D этот эффект пропадает. Пример удовлетвори-

тельного согласования теоретических и наблюдаемых профилей H_2 и H_3 звезды HD 37806 при $D = 4R_*$ показан на рис. 4с.

6. *Заключение.* Сравнение теоретических профилей бальмеровских линий, построенных с использованием моделей оболочек с одновременным расширением и вращением, с наблюдаемыми профилями этих линий в спектрах A_e/B_e -звезд показало, что для большого числа случаев можно добиться их удовлетворительного согласования. При этом всегда оболочка оказывалась оптически толстой в лаймановских и бальмеровских линиях и в непрерывном спектре за лаймановским пределом и прозрачной на частотах субординатного континуума. Оптическая толщина оболочки для электронного рассеяния в большинстве случаев была мала и достигала 0.1 только для самых высоких рассматриваемых значений начальной плотности $N_e \sim 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Модели чисто расширяющейся оболочки хорошо объясняют интенсивности и профили длинноволновых крыльев эмиссионных линий, однако приводят к более сильным абсорбционным Р Суг-компонентам по сравнению с наблюдаемыми профилями. Это противоречие можно устранить, введя в кинематическую модель осевое вращение с кеплеровским законом изменения скорости. Для объяснения двойных эмиссионных пиков требуется привлечение моделей с более медленным падением скорости вращения при удалении от центра.

Главная астрономическая
обсерватория АН СССР

THE PROFILES OF BALMER LINES IN A_e/B_e -SPECTRA

M. A. POGODIN

The procedure of the construction of theoretical profiles of emission lines fit for any kinematical models of the envelopes is described. It has been shown that the model of expanding and simultaneously rotating envelopes can be successfully used for the interpretation of the observed profiles of Balmer lines in the spectra of A_e/B_e -stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд, ЛГУ, Л., 1947.
2. В. П. Гринин, *Астрофизика*, 20, 365, 1984.
3. U. Finkenzeller, R. Mundt, *Astron. and Astrophys., Suppl. Ser.*, 55, 109, 1984.
4. P. Felsenbok, F. Praderis, A. Talavera, *Astron. and Astrophys.*, 128, 74, 1983.
5. J. I. Castor, H. J. G. L. M. Lamers, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 39, 481, 1979.

6. R. L. Kurucz, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 1, 1979.
7. В. А. Остапенко, *Вестн. Киев. ун-та*, № 16, 42, 1974.
8. А. А. Боярчук, *Изв. Крымск. обс.*, 35, 45, 1966.
9. Р. Е. Гершберг, Э. Э. Шноль, *Изв. Крым. обсерв.*, 50, 122, 1974.
10. В. П. Гринин, Н. А. Катыхова, *Изв. Крым. обсерв.*, 62, 66, 1980.
11. R. Rosckett, J. M. Marlborough, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 38, 229, 1978.
12. U. Bastian, C. Bertout, L. Stenholm, R. Wehrse, *Astron. and Astrophys.*, 86, 105, 1980.