

УДК: 524.3—355

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРОФИЛИ БАЛЬМЕРОВСКИХ ЛИНИЙ В СПЕКТРАХ ЗВЕЗД С ДВИЖУЩИМИСЯ ОБОЛОЧКАМИ С УЧЕТОМ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ ВОДОРОДА

М. А. ПОГОДИН

Поступила 20 июня 1988

Принята к печати 22 февраля 1989

Описывается метод построения теоретических профилей эмиссионных линий в спектрах звезд с движущимися оболочками с учетом зависимости атомного коэффициента поглощения от частоты. Проводится сравнение результатов расчетов для фойгтовского, доплеровского и прямоугольного профилей коэффициента поглощения. Приводится пример построения профиля линии H_α для дисковой оболочки при ее различной ориентации относительно наблюдателя.

1. *Введение.* В предыдущей работе [1] были описаны методика и процедура построения теоретических профилей бальмеровских линий A_e/B_e звезд, в оболочках которых присутствуют крупномасштабные движения. Считалось, что градиент скорости достаточно велик, и при расчетах использовались приближения, существенно упрощающие процедуры вычислений:

- 1) Для определения функций источников в линиях применялся вероятностный метод Соболева для движущихся сред [2].
- 2) Предполагалось, что профили эмиссионных линий полностью определяются распределением излучающего вещества по лучевым скоростям. При этом для их построения использовался прямоугольный профиль коэффициента поглощения водорода в линиях.

В работе была рассмотрена серия моделей оболочек с различным набором исходных параметров, описывающих особенности ее структуры и кинематики, а также основные характеристики звезды. Сравнение теоретических профилей линий $H_{\alpha-\gamma}$ с наблюдаемыми показало, что в ряде случаев можно добиться вполне удовлетворительного согласия.

Между тем существуют условия, когда рассматриваемая методика становится неприменимой или применимой лишь частично. Здесь можно выделить три случая:

1. Наиболее общий случай, когда а) либо оболочка непрозрачна в непрерывном спектре на частотах исследуемых линий, б) либо градиент скорости в оболочке недостаточно велик, чтобы выполнялись оба описанные выше условия, положенные в основу расчетов.

Тогда задача требует совместного решения уравнений стационарности для энергетических уровней и уравнения переноса излучения в линиях по всей оболочке. Она достаточно сложна и требует специального рассмотрения, выходящего за рамки настоящей работы.

2. Градиент скорости еще недостаточно велик, чтобы можно было применять метод Соболева для расчета населенностей уровней, но уже слишком мал, чтобы на вид профилей линий не влиял реальный профиль коэффициента поглощения водорода.

Такая ситуация допустима, так как по оценкам ряда авторов (см., например, [3, 4]) второе условие оказывается существенно жестче первого.

3. Градиент скорости в оболочке анизотропен. Он велик в одних направлениях (например, в направлении на возбуждающую звезду), и для построения распределений населенностей уровней и функций источников в линиях можно использовать метод Соболева. Но он мал в направлении на наблюдателя, и видимые профили линий будут определяться как распределением излучающего газа по лучевым скоростям, так и профилем коэффициента поглощения в линиях.

Примером такого случая может быть вращающаяся дисковая оболочка, обращенная к наблюдателю полюсом.

В настоящей работе сделана попытка распространить нашу методику расчетов, описанную в [1], на II и III случаи, существенно расширив, таким образом, область ее применения. При этом часть программы, относящаяся к расчетам населенностей, осталась без изменения, а в программе построения профилей был предусмотрен учет спектральной зависимости коэффициента поглощения водорода в бальмеровских линиях.

2. *Отличительные особенности программы расчетов.* Следует отметить, что подобная методика уже использовалась различными авторами. Например, в работах Берту [5] и Ламерса и др. [6] построение профиля эмиссионной линии осуществлялось так же, как и у нас, путем численного интегрирования по объему оболочки согласно точным формулам переноса излучения в линии, а использованное при этом распределение функции источника и непрозрачности в линии определялось предварительно по методу Соболева. В обеих работах представлены результаты, относящиеся к двухуровневому атому, имеющему доплеровский профиль коэффициента поглощения в линиях. Были рассмотрены модели расширяющихся оболочек, в которых скорость истечения увеличивается при удалении от центра.

Эти особенности делают результаты Берту и Ламерса наиболее пригодными для интерпретации характеристик резонансных линий различных элементов в оболочках звезд большой светимости, которые наблюдаются главным образом в УФ-диапазоне.

В нашей программе производятся расчеты для атома водорода с учетом 12 энергетических уровней. Представлены результаты для моделей оболочек, расширяющихся с замедлением. Основная область применения программы — интерпретация особенностей профилей бальмеровских линий в спектрах A_*/B_* -звезд средней массы и светимости, к которым относятся, в частности, молодые звезды Хербига [7].

В наших расчетах использовался фойгтовский профиль коэффициента поглощения в линиях, состоящий из доплеровского ядра и лоренцевских крыльев, которые могут оказывать значительное влияние на вид профиля линии при большой оптической толщине оболочки. Еще в 60-х годах Боярчук [8] отмечал, что широкие крылья эмиссионных бальмеровских линий в спектрах классических B_* -звезд обусловлены, по-видимому, излучением оболочки в крыльях затухания коэффициента поглощения водородного атома, где она становится прозрачной.

В работе на примере конкретных моделей оболочки приводится сравнительный анализ теоретических профилей линии H_α , построенных для разных типов профилей коэффициента поглощения водорода (фойгтовский, доплеровский и прямоугольный). В качестве характерного примера применения программы показаны профили линии H_α , рассчитанные для дисковой оболочки, наблюдаемой с полюса и с ребра.

3. Метод расчета профилей. Первый этап расчетов, связанный с определением степени ионизации и населенностей энергетических уровней по всей оболочке, описан в работе [1]. Он предполагает решение системы уравнений стационарности для 12 первых уровней с учетом всех радиационных и столкновительных процессов перехода атома в другие энергетические состояния. Входными параметрами являлись: распределение энергии в спектре звезды при данной эффективной температуре $T_{\text{эф}}$, электронная температура оболочки T_e , поле скоростей крупномасштабного движения $\vec{v}(\vec{r})$ и распределение плотности водородных атомов $N(\vec{r})$. Как уже отмечалось, вероятности выхода квантов в линиях, входящие в уравнения стационарности, определялись по вероятностному методу Соболева, а функция источника для полного перераспределения по частотам внутри линии выражалась через населенности i -го и j -го уровней ($j > i$) по формуле:

$$S_{ij} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(\frac{N_i g_j}{N_j g_i} - 1 \right)^{-1}, \quad (1)$$

где g_i и g_j — статистические веса уровней i и j .

Полученное на первом этапе расчетов распределение населенностей $N_i(\bar{r})$ для первых энергетических уровней являлось исходным материалом для последующего построения профилей бальмеровских линий оболочки.

В системе отсчета, связанной со звездой, неподвижной относительно наблюдателя, вводилась цилиндрическая система координат (φ, ρ, z) , где ось аппликат z ориентировалась вдоль луча зрения, а множество $(\varphi, \rho, 0)$ представляло собой картинную плоскость, проходящую через центр звезды.

В этом случае интенсивность излучения оболочки на частоте ν в линии будет:

$$I_\nu = \int_{(\varphi, \rho)} ds \cdot I_\nu(\varphi, \rho), \quad (2)$$

где ds — элемент площади на картинной плоскости, а

$$I_\nu(\varphi, \rho) = I_\nu^0 e^{-\int_{z_0}^{z_k} \alpha_{\nu+\Delta\nu} dz} + \int_{z_0}^{z_k} S \cdot \alpha_{\nu+\Delta\nu} \cdot e^{-\int_z^{z_k} \alpha_{\nu+\Delta\nu} dz'} dz, \quad (3)$$

где z_0 и z_k — начальное и конечное пересечение осью z границ оболочки для данной пары (φ, ρ) ; $I_\nu^0 = I_\nu^0(\varphi, \rho)$ — начальная интенсивность при $z = z_0$ ($I_\nu^0 = 0$ при $\rho > R_*$ и $I_\nu^0 = I_\nu^*$ при $\rho \leq R_*$, где I_ν^* — интенсивность излучения звезды на частоте ν , зависящая от фотосферного профиля линии); $S = S(\varphi, \rho, z)$ — функция источника; $\alpha_{\nu+\Delta\nu}$ — коэффициент поглощения на единицу объема на частоте $\nu + \Delta\nu$, зависящий также от координат (φ, ρ, z) ; $\Delta\nu = \Delta\nu(\varphi, \rho, z) = \nu_0(1 + v_z/c)$ — доплеровское смещение по частоте в зависимости от лучевой скорости $v_z = v_z(\varphi, \rho, z)$; ν_0 — центральная частота рассматриваемой линии.

Объемный коэффициент поглощения α_ν можно представить как

$$\alpha_\nu = k_\nu N_i \left(1 - \frac{g_i}{g_j} \cdot \frac{N_j}{N_i} \right). \quad (4)$$

Атомный коэффициент по предположению имеет фойгтовский профиль:

$$k_\nu = \begin{cases} k_0 e^{-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_T}\right)^2}, & \text{если } |\nu - \nu_0| \leq 3\Delta\nu_T \text{ (доплеровское ядро)} \\ k_0 \frac{\alpha}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_T}\right)^{-2}, & \text{если } |\nu - \nu_0| > 3\Delta\nu_T \text{ (крылья затухания)}, \end{cases} \quad (5)$$

где $\Delta v_T = v_0 v_T / c$; v_T — тепловая скорость для электронной температуры T_e в оболочке, a — константа для данной линии при заданной T_e , выражаемая через эйнштейновские коэффициенты перехода (при плотностях $N_e \sim 10^{11} \div 10^{17}$, характерных для рассматриваемых моделей оболочки, эффектами давления можно пренебречь); K_0 определяется из нормировки:

$$\int_0^{\infty} k_\nu d\nu = \frac{h\nu_0}{4\pi} B_{ij}, \quad (6)$$

где B_{ij} — эйнштейновский коэффициент радиативного перехода ($i \rightarrow j$). Для численного вычисления интегрального выражения (3) весь диапазон значений z от z_0 до z_k разбивается на N интервалов $\Delta z_i = z_i - z_{i-1}$, $i = 1, 2, \dots, N$. Было сделано предположение, что в пределах каждого такого интервала значения S и α_ν не изменяются и равны соответственно S_i и $\alpha_i(\nu)$.

Тогда интегральная формула (3) может быть легко преобразована к виду:

$$I_\nu(\varphi, \rho) = I_\nu^0 e^{-\sum_{i=1}^N \Delta z_i \alpha_i(\nu + \Delta \nu_i)} - \sum_{j=i+1}^N \Delta z_j \alpha_j(\nu + \Delta \nu_j) + \sum_{i=1}^N S_i e^{-\Delta z_i \alpha_i(\nu + \Delta \nu_i)} (1 - e^{-\Delta z_i \alpha_i(\nu + \Delta \nu_i)}), \quad (7)$$

где $\Delta \nu_i = \Delta \nu(\varphi, \rho, z)$.

Если же вместо пределов интегрирования z_0 и z_k подставить значения z_{i-1} и z_i , то получится дифференциальная формула, описывающая перенос излучения в линии при одном шаге сканирования по z :

$$I_\nu(\varphi, \rho, z_i) = I_\nu(\varphi, \rho, z_{i-1}) e^{-\Delta z_i \alpha_i(\nu + \Delta \nu_i)} + S_i (1 - e^{-\Delta z_i \alpha_i(\nu + \Delta \nu_i)}). \quad (8)$$

Нетрудно показать, что последовательное использование рекуррентной формулы (8), когда i проходит значения от 1 до N , приводит к интегральному выражению (7).

В наших расчетах непосредственно использовалась дифференциальная формула (8). Весь диапазон частот, на котором рассматривалась линия, разбивался на 120 равных интервалов $\Delta \nu_k = \nu_k - \nu_{k-1} = \Delta \nu_T$. Профиль коэффициента поглощения водорода задавался в виде массива, содержащего 39 значений k_ν , где k_{20} соответствовал центральной частоте линии ν_0 , а $l = 20 + [(\nu - \nu_0)/\Delta \nu_T + 0.5(\nu - \nu_0)/|\nu - \nu_0|]$. В области доплеровского ядра ($l = 17 \div 23$), где очень сильна зависимость k_ν от ν , значения k_ν , как и в работе Бертю [5], определялись как средние для соответствующего интервала $\Delta \nu_l$:

$$k_l = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(\operatorname{erf} \left(l - \frac{1}{2} \right) - \operatorname{erf} \left(l + \frac{1}{2} \right) \right). \quad (9)$$

В области лоренцевских крыльев k_l рассчитывался непосредственно по формуле (6) для $v = v_l$.

На каждом i -м шаге сканирования вдоль оси z осуществлялось преобразование массива $I_{v_k}(\varphi, \rho, z_{i-1}) \equiv I_{k, i-1}$ в массив $I_{k, i}$ по формуле (8):

$$I_{k, i} = I_{k, i-1} e^{-\Delta z_i \cdot \alpha_{l, k+\Delta k}} + S_i (1 - e^{-\Delta z_i \cdot \alpha_{l, k+\Delta k}}), \quad (10)$$

где $\alpha_{l, k+\Delta k} = \alpha_l(v_k + \Delta v)$, $\Delta k [\Delta v / \Delta v_T + 0.5 \Delta v / |\Delta v|]$.

После интегрирования массива $\{I_{v_k}\}$ по картинной плоскости (φ, ρ) и нормировки к интенсивности излучения звезды в непрерывном спектре на центральной частоте v_0 , получался теоретический профиль линии.

Особое внимание было уделено вопросам оптимального выбора: а) величины шага Δz_i и количества шагов N при сканировании вдоль оси z ; б) числа L — количества значений k_l , описывающих профиль атомного коэффициента поглощения.

Величина каждого шага сканирования Δz_i должна была соответствовать следующим условиям: а) $|v_+(z_i) - v_-(z_{i-1})| \ll \frac{\Delta v_k \cdot c}{v_0}$ — в противном случае профиль линии утрачивал гладкость и напоминал „пилу“; б) $\Delta z_i < r_{\text{хпр}}$ — характерного размера изменения физических условий (конкретно S и α_v) в оболочке. Поскольку величина $\frac{dv_z}{dz}$ может изменяться в оболочке в весьма значительных пределах, то на каждом шаге приходилось выбирать Δz_i в зависимости от конкретной кинематики и координат (φ, ρ, z) . Для ряда моделей были рассчитаны профили линий при разных значениях N и Δz_i . Величина шага Δz_i задавалась формулой:

$$\Delta z_i = a \cdot \min \left(\Delta v_T \left(\frac{dv_z}{dz} \right)^{-1}; R_* \right). \quad (11)$$

Для каждой модели определялось наибольшее значение a , начиная с которого результаты расчетов при дальнейшем уменьшении a совпадали с точностью до 5%. Так, например, для модели оболочки, расширяющейся со скоростью $v(r) = V_0 (r/R_*)^{-1/2}$, оптимальными оказались значения: $a=1/4$, $N \approx 100$ для $V_0 = 100$ км/с и $a=1/8$, $N \approx 300$ для $V_0 = 500$ км/с.

Аппроксимация фойгтовского профиля атомного коэффициента поглощения ступенчатой функцией с 39 значениями k_i также оказалась достаточной. Во всех случаях увеличение числа ступеней L с 39 до 79 (каждая шириной $\Delta\nu_T/2$) практически не меняло результатов расчета.

Расход машинного времени на ЭВМ ЕС-1033 при расчете профилей трех линий $H_{\alpha}, H_{\beta}, H_{\gamma}$ для модели чисто расширяющейся оболочки при оптимальном выборе шагов сканирования по ρ и по z составлял, как правило, 5÷10 минут.

4. Влияние вида профиля атомного коэффициента поглощения на результаты расчетов. На рис. 1, 2 показаны профили эмиссионной линии H_{α} , построенные для некоторых кинематических моделей оболочки и разных видов спектральной зависимости атомного коэффициента k_{ν} . Для сравнения были использованы фойгтовский, доплеровский и прямоугольный профили.

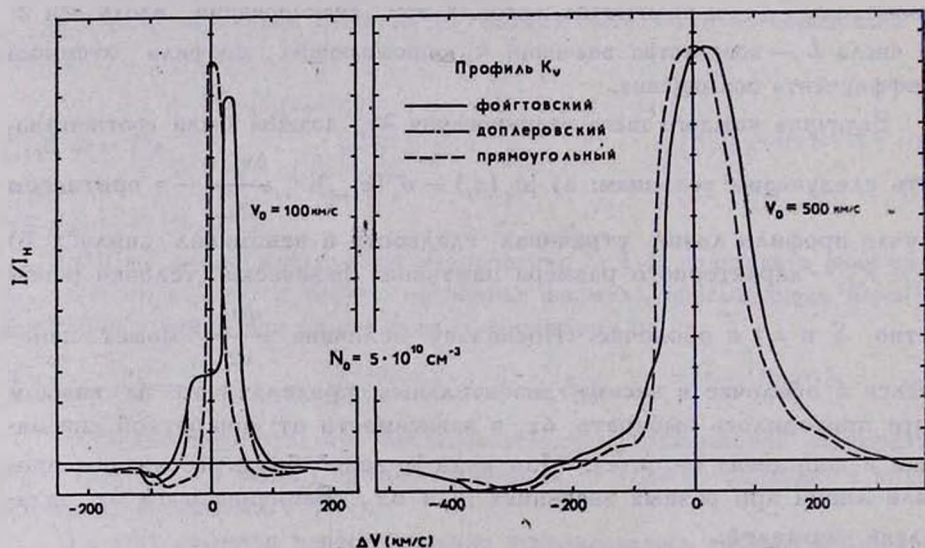


Рис. 1. Теоретические профили линии H_{α} для сферически-симметричной расширяющейся оболочки звезды класса A0, рассчитанные для модели: $T_e = 10^4$, $v(r) = V_0 (R_*/r)^{1/2}$, $N(r) = N_0 (R_*/r)^{3/2}$, $N_0 = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Использованы различные зависимости атомного коэффициента k_{ν} от ν .

Для примера были рассмотрены модели оболочки, расширяющейся со скоростью $v(r) = V_0 (R_*/r)^{0.5}$ и, соответственно, с распределением плотности $N(r) = N_0 (R_*/r)^{1.5}$. При этом параметры принимали значения: $V_0 = 100$ и 500 км/с и $N_0 = 10^{10}$ и $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

Как видно на рисунках, различия профилей линии весьма велики при $V_0 = 100$ км/с, они уменьшаются с ростом скорости, но еще заметны при $V_0 = 500$ км/с. Наиболее характерной особенностью профилей линий, рассчитанных с учетом спектральной зависимости k_ν , является смещение центральной и длинноволновой частей профиля в красную сторону. Этот эффект сохраняется даже при больших скоростях расширения. Некоторые дополнительные детали, заметные в коротковолновой части профиля, возникают в результате особенностей экранировки одних излучающих частей оболочки другими. Они являются признаком определенных кинематических моделей и постепенно исчезают при увеличении градиента скорости в оболочке.

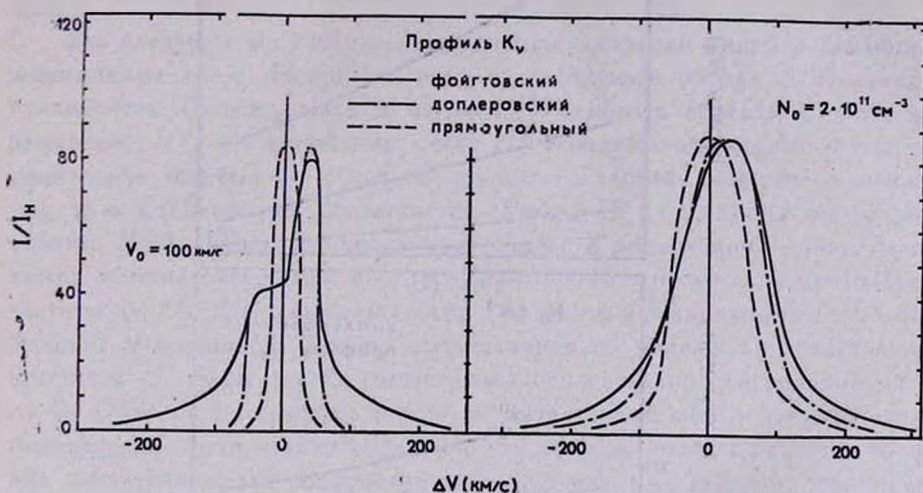


Рис. 2. То же, что рис. 1 для $N_0 = 2 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$.

Сравнение профилей, рассчитанных для доплеровской и фойгтовской зависимостей k_ν , показывает, что при значениях начальной плотности $N_0 = 10^{10}$ см $^{-3}$ различий практически нет; в фойгтовском профиле оказывается существенным только доплеровское ядро. С увеличением плотности N_0 до $5 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$ влияние крыльев затухания становится заметным для $V_0 = 100$ км/с, а при $N_0 = 2 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$ различия будут существенны уже при любых значениях V_0 . Изменение профиля линии за счет появления дополнительной эмиссии в крыльях затухания становится эффективным, когда оптическая толщина оболочки на этих частотах приближается к единице. Это соответствует толщине на центральной частоте линии порядка 10^3 — 10^4 . Эффект будет тем заметнее, чем больше плотность газа и меньше средний градиент скорости в оболочке.

При этом происходит также увеличение энергии, излучаемой в линии, по сравнению с профилем, рассчитанным для k_ν прямоугольного вида. На

рис. 3 показаны избытки эквивалентной ширины линии H_α для уже рассмотренной модели с доплеровским и фойгтовским профилями k , при разных значениях N_0 и V_0 . Для больших плотностей и малых скоростей крупномасштабного движения они становятся весьма значительными. В подобных условиях использование метода Соболева для вычисления вероятностей выхода кванта в линии, как это описано в работе [1], приводит к их заведомо заниженным значениям. В этом случае требуется уже более точ-

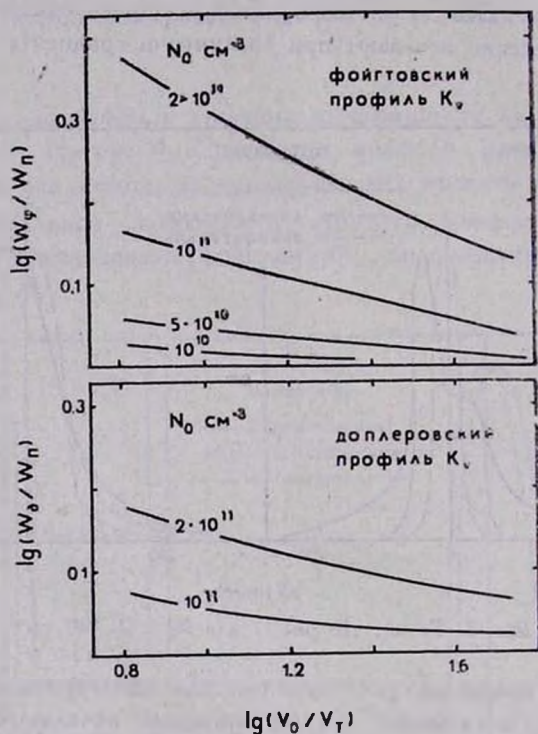


Рис. 3. Увеличение эквивалентной ширины эмиссионной линии H_α , рассчитанной для фойгтовского (W_ϕ) и доплеровского (W_π) профиля k , по сравнению со значениями, полученными при прямоугольном профиле k , (W_π), в зависимости от параметров модели V_0 и N_0 .

ный метод для расчета населенностей уровней и функций источников. Но большинство наших моделей, которые могут использоваться для интерпретации наблюдаемых профилей эмиссионных линий у A_0/B_0 -звезд по характерным значениям N_e и градиента скорости, оказываются в области применимости метода Соболева для расчета населенностей уровней (величина $\lg W_\phi/W_\pi \leq 0.05$).

5. Применение метода расчета профилей линий для интерпретации наблюдений. Как показывает сравнительный анализ результатов расчетов, профили линий оболочки оказываются очень чувствительными к задаваемой спектральной зависимости атомного коэффициента поглощения. Эффекты, связанные с видом профиля этого коэффициента, остаются весьма существенными даже для больших характерных скоростей (до нескольких десятков v_T) в широком диапазоне исходных параметров моделей, соответствующих реальным характеристикам оболочек. Поэтому в большинстве случаев для интерпретации наблюдаемых особенностей линий у звезд с оболочками, независимо от ожидаемой кинематики, следует использовать модели с доплеровским и фойгтовским профилями коэффициента поглощения.

Это следует и из анализа наблюдаемых профилей линий у различных эмиссионных звезд. Например, если из известного обзора A_e/B_e -звезд в туманностях Финкенцеллера и Мундта [7] выбрать объекты с резко выраженными P Cyg—профилями линии H_α (свидетельствующими о том, что радиальное истечение — основное крупномасштабное движение в оболочке), то в подавляющем большинстве случаев (8 из 9, кроме пекулярного объекта MWC 1080), максимум интенсивности эмиссионной линии оказывается заметно смещенным в «красную» сторону относительно центральной частоты ν_0 . Нетрудно показать, что для чисто расширяющейся оболочки вершина эмиссионной линии, рассчитанная по модели с прямоугольным профилем k_ν , будет всегда симметрична относительно центральной частоты ν_0 . Объяснить «красный сдвиг» вершины линии может введение осевого вращения в кинематику оболочки. Но, как показывают расчеты, вращение, достаточное для объяснения такого сдвига, уже заметно повлияет на профиль коротковолновой абсорбционной детали в P Cyg-структуре линии, что, однако, не наблюдается. Между тем, как обсуждалось выше, подобные смещения профилей эмиссионных линий являются всеобщим обязательным признаком теоретических профилей, построенных с учетом спектральной зависимости k_ν . Таким образом, это наблюдаемое явление может быть интерпретировано в рамках модели оболочки с чистым расширением.

Но наиболее широкая, ранее не затрагиваемая область применения новой программы расчетов — это построение профилей дисковых вращающихся оболочек, при всем их многообразии формы, структуры, особенностей кинематики и ориентации относительно наблюдателя. В настоящее время эта модель является наиболее общепринятой для большинства типов звезд с оболочками.

На рис. 4 показаны теоретические профили линии H_α для модели дисковой оболочки при различной ее ориентации относительно наблюдателя. Параметры использованной модели: звезда A0, дисковая оболочка, вра-

шающаяся с постоянной линейной скоростью $v_{\text{вр}} = 400$ км/с и расширяющаяся с $v_r = 300 \left(\frac{R_*}{r} \right)^{1/2}$ км/с, начальная плотность $N_0 = 3 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$, изменение плотности поперек диска $N(z) = N(0) \exp(-z/R_*)$, где ось z параллельна оси вращения.

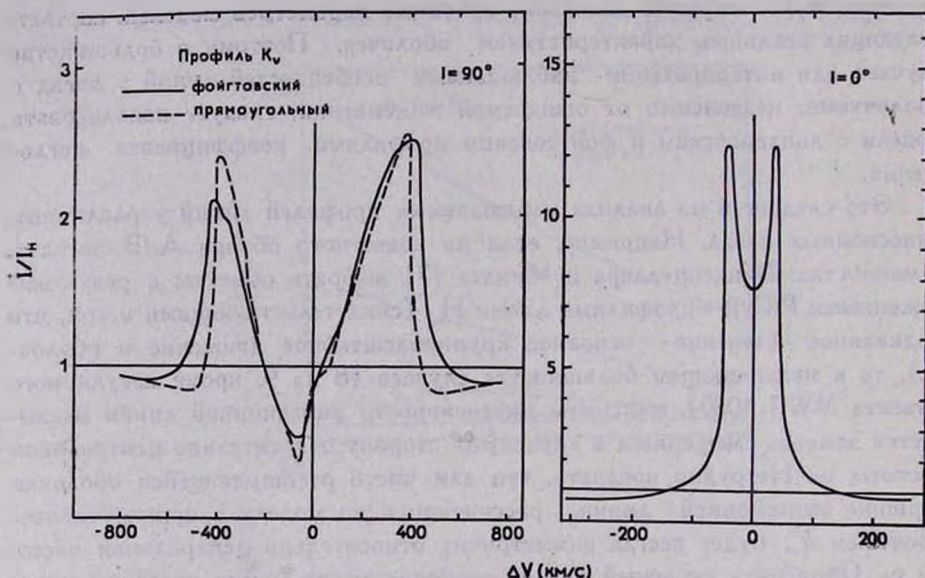


Рис. 4. Теоретические профили линии H_α для модели дисковой вращающейся и расширяющейся оболочки при различном угле наклона оси вращения i к лучу зрения. Параметры модели: $A0$, $T_e = 10^4$, $v_{\text{расш}} = 300 (R_*/r)^{1/2}$ км/с, $v_{\text{вр}} = 400$ км/с, $N(r, z) = N_0 \left(\frac{R_*}{r} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{z}{R_*} \right)$, z — расстояние от экваториальной плоскости диска.

Новая программа дает возможность также рассчитывать профили эмиссионных линий, возникающих в периферийных областях аккреционных дисков, — объектов, привлекающих к себе в последнее время наиболее пристальное внимание исследователей.

Главная астрономическая
обсерватория АН СССР

THEORETICAL BALMER LINE PROFILES IN THE SPECTRA OF STARS WITH MOVING ENVELOPES TAKING INTO ACCOUNT THE SPECTRAL DEPENDENCE OF HYDROGEN ABSORPTION COEFFICIENT

M. A. POGODIN

A method for construction of emission line theoretical profiles in the spectra of stars with moving envelopes is described taking into account the frequency dependence of the atomic absorption coefficient. A comparison of the results of calculations is made for Faut, Doppler and rectangular profiles of the absorption coefficient. An example of a construction of the H_α profile of a disk envelope for its different orientations relative to the observer is presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Погдин, *Астрофизика*, 24, 491, 1986.
2. В. В. Соболев, *Движущиеся оболочки звезд*, ЛГУ, Л., 1947.
3. W. R. Hamman, *Astron. and Astrophys.*, 93, 353, 1981.
4. Н. Н. Чулай, *Письма в Астрон. ж.*, 6, 166, 1980.
5. C. Bertout, *Astrophys. J.*, 285, 269, 1984.
6. H. J. G. L. M. Lumers, M. Cerruti Sola, M. Perinotto, *Astrophys. J.*, 314, 726, 1987.
7. U. Finkenzeller, R. Mundt, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 55, 109, 1984.
8. А. А. Боярчук, *Вопросы космогонии*, 7, 231, 1960.