

Рис.1. Бароэлектрическое поле в алюминии

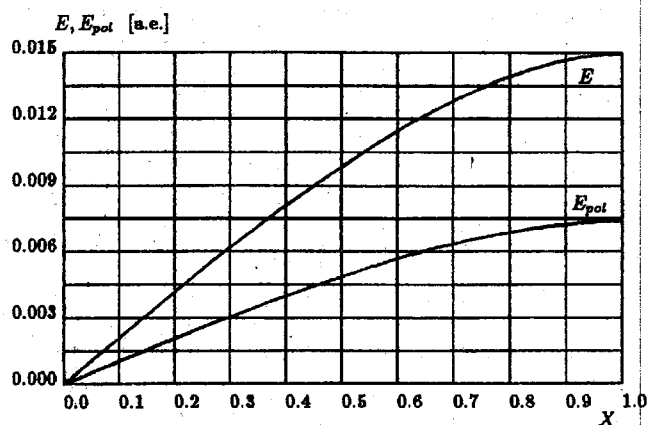


Рис.2. Бароэлектрическое поле в железе

ния дипольных электрических моментов у атомных ячеек невозмущенное бароэлектрическое поле несколько уменьшается. На рис. 1 и 2 показан ход напряженности невозмущенного (верхняя линия) и результирующего (нижняя) поля в зависимости от безразмерного параметра $x = r_c/R$ алюминиевой и железной "планеты" (при таком же давлении в центре, как и у Земли). Поскольку проводимое нами рассмотрение, в частности заведомо огрубленная модель планеты, не позволяет рассчитывать на большее, чем только на оценки напряженности бароэлектрического поля лишь по порядку величины, может показаться, что учет поляризации, равно как и электрического давления, может представлять лишь методический интерес. Это действительно так, если рассматривать планеты Земной группы. Но положение радикально меняется, если иметь в виду планеты-гиганты и тем более звезды. В небесных телах достаточно больших размеров напряженность бароэлектрического поля, возрастая по мере удаления от центра, может на некоторых (критических) расстояниях R_c от него увеличиться на-

столько, что должно будет вызывать уже не поляризацию, а ионизацию атомов (пробой). Оценки для R_c можно получить из соотношения $E(R_c) = e/a_B^2$, где a_B – радиус Бора. По мере приближения r_c к R_c все заметнее становится роль эффектов, приводящих к экранировке бароэлектрического поля, так что на расстояниях от центра, превышающих критические, нужны новые методы для его оценок, что, однако, должно явиться предметом особого рассмотрения.

Литература

1. Григорьев В.И., Григорьева Е.В. Бароэлектрический эффект и электромагнитные поля планет и звезд. М., 1995.
2. Slater J. //Phys.Rev. 12951. 81. P.385.
3. Herman F., Skillman S. Theory of Atomic Calculations. New-Jersey, 1963.
4. Schiff L.I., Barnhill M.V. //Phys.Rev. 1966. 151. P.1067.
5. Соболевман И.И. Введение в теорию атомных спектров. М., 1977.

Поступила в редакцию
10.07.96

АСТРОНОМИЯ

УДК 523.345 + 524.316

ИОНИЗАЦИЯ ВОДОРОДА В ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНЫХ СЛОЯХ АТМОСФЕР ХОЛОДНЫХ ЗВЕЗД

Е.А.Бруевич, Н.А.Катышева

(ГАИШ)

Вычислен параметр ионизации газа $\frac{N_c}{N_c + n_1}$ для различных значений плотностей и температур газа двумя вероятностными методами решения уравнений стационарности. Проведено сравнение величины, полученной указанными выше методами, с результатами других авторов. Показано, что параметр ионизации довольно сильно зависит от оптической толщины газа, плотности и температуры.

Введение

При анализе спектров и проведении численного моделирования процессов, развивающихся во вне-

шних атмосферах звезд, необходимо знать распределение атома водорода (самого распространенного элемента во Вселенной) по возбужденным уровням и степень его ионизации. Особо актуальным этот

вопрос становится при анализе активных процессов в атмосферах звезд, например вспышек, когда значение оптической толщины источника излучения в центре линии L_α превышает 10^6 .

Впервые относительные интенсивности и степень ионизации были вычислены в работе [1] при изучении образования эмиссионных линий в спектрах газовых туманностей, в которых из-за низких электронных концентраций ($N_e \approx 10^4 \text{ см}^{-3}$) реализуются наиболее простые физические условия.

Для расчета относительных интенсивностей линий и ионизационного состояния среды необходимо совместное решение систем уравнений стационарности и переноса излучения в линиях. В общем случае это сделать трудно из-за значительного объема вычислений при учете достаточного (с точки зрения точности вычислений) числа уровней и больших оптических толщин рассматриваемой среды в центре резонансной линии. Для обширного класса астрофизических объектов появляется возможность упрощения решения систем уравнений при использовании вероятностных методов.

Наибольшее количество расчетов проводилось на основе теории движущихся оболочек звезд Соболева [2]. В этой теории среда (оболочка звезды) просветляется из-за наличия в ней значительных градиентов скорости. В результате появляется возможность свести системы интегродифференциальных уравнений переноса и уравнений стационарности к нелинейной системе алгебраических уравнений стационарности.

При наличии других источников просветления среды также имеется возможность значительно упростить задачу [3, 4].

В данной статье сравниваются расчеты водородного спектра, сделанные в приближении Соболева [2], с расчетами для неподвижной среды на основе аналитического решения уравнения переноса, полученного Ивановым [4]. В последнем случае механизмом просветления неподвижной среды является рассеяние квантов в среде при их многократном переизлучении с перераспределением по частотам.

Наши расчеты сравниваются с вычислениями, проведенными в работе [5] при исследовании водородных линий в атмосферах холодных звезд главной последовательности.

1. Основные уравнения

Существуют два основных подхода к проблеме моделирования звездных атмосфер: (А) – численный анализ спектров для звезд “солнечного типа” и (Б) – расширение этого метода с учетом большого количества конкретных отличий от “солнечной” модели (наличие сильных магнитных полей, крупномасштабных движений и др.). В данной работе, как и в [5], остановимся на подходе (Б).

Модель I. Вероятностный метод Соболева

В основе теории движущихся сред Соболева,

значительно упрощающей совместное решение уравнений стационарности и уравнений переноса излучения в спектральных линиях, лежит факт значительного просветления среды при наличии крупномасштабных движений. Рассмотрим однородный, плоскопараллельный слой, расширяющийся с отличным от нуля градиентом скорости и состоящий из водорода. Уравнение переноса излучения в линии, соответствующей переходу между уровнями i и k , в этом случае имеет вид

$$\cos \theta \frac{dI_{ik}}{dz} = -\alpha_{ik} I_{ik} + \epsilon_{ik}, \quad (1)$$

где α_{ik} – коэффициент поглощения в линии, соответствующей переходу между уровнями i и k , ϵ_{ik} – коэффициент излучения в этой линии, z – геометрическая толщина слоя, I_{ik} – интенсивность излучения в данной линии, θ – угол между нормалью к поверхности слоя и направлением излучения. Коэффициент поглощения (с учетом вынужденного излучения) имеет вид $\alpha_{ik} = n_i k_{ik} (1 - \frac{n_k g_i}{n_i g_k}) \phi(x')$, где

$\phi(x')$ – профиль коэффициента поглощения, n_i – число атомов в состоянии i , k_{ik} – коэффициент поглощения в центре водородной линии ik в расчете на один атом, g_i – статистический вес i -го уровня, а $x' = x - \mu yz$, x – безразмерная частота, $\mu = \cos \theta$, $y = (1/v_i) dv/dz$. Здесь dv/dz есть градиент скорости в среде, v_i – средняя тепловая скорость атома.

Функция источников S_{ik} в линии ik имеет вид

$$S_{ik} = \frac{2h\nu_{ik}^3}{c^2} \frac{1}{\frac{n_i g_k}{n_k g_i} - 1},$$

где ν_{ik} – частота в центре линии ik .

Оптическая толщина в линии ik в направлении θ определяется следующим образом:

$$\tau_{ik}(\mu) = n_i k_{ik} (1 - \frac{n_k g_i}{n_i g_k}) \frac{1}{\gamma \mu^2} dz.$$

Запишем систему уравнений стационарности для атомов водорода с учетом как радиативных, так и ударных процессов возбуждения и ионизации в общем виде:

$$\begin{aligned} n_i \left[\sum_{j=1}^{i-1} (A_{ij} + B_{ij} J_{ji}) + \sum_{k=i+1}^{\infty} B_{ik} J_{ik} + N_e (Q_{ic} + \sum_{k \neq i}^{\infty} q_{ik}) + WB_{ic} J_{ic}^* \right] = \\ = \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k (A_{ki} + B_{ki} J_{ik}) + \sum_{j=1}^{i-1} n_j B_{ji} J_{ji}^* + \\ + N_e \sum_{k \neq i}^{\infty} n_k q_{ki} + N_e N^+ (C_i + WB_{ci} J_{ic}^*) + N_e^2 N^+ Q_{ci}, \end{aligned} \quad (2)$$

где N_e и N^+ – концентрация электронов и протонов соответственно, J_{ik} – средняя интенсивность излучения в линии ik , q_{ik} – коэффициент ударного возбуждения или деактивации, Q_{ci} и Q_{ic} – коэффициенты тройной рекомбинации и ударной ионизации, A_{ik} , B_{ik} – эйнштейновские коэффициенты вероятностей

радиативных переходов, W – коэффициент дилуции. Решая уравнение переноса (1) для движущейся среды, находим среднюю интенсивность излучения J_{ik} [6]:

$$J_{ik} = S_{ik}(1 - \beta_{ik}) + WJ_{ik}^* \beta_{ik}. \quad (3)$$

Здесь J_{ik}^* – плотность падающего излучения, β_{ik} – вероятность выхода кванта из среды [6]:

$$\beta_{ik} = \int_0^1 \frac{1 - \exp(-\tau_{ik}(\mu))}{\tau_{ik}(\mu)} d\mu.$$

Предположим, что $\tau_{ik}(\mu)$ не зависит от μ . Тогда, вводя величину β_0 , обратно пропорциональную оптической толщине τ_{ik} , имеем

$$\beta_{ik} = \beta_0(1 - \exp(-1/\beta_0)), \quad (4)$$

причем β_{ik} можно выразить через β_{12} – вероятность выхода L_{α} -кванта из среды [2].

Подставляя в систему уравнений стационарности (2) так называемую “чистую радиативную скобку” (NRB), получаемую из (3):

$$n_i A_{ik} + n_i B_{ik} J_{ik} - n_k B_{ki} J_{ik} = n_k A_{ki} \beta_{ik} + WJ_{ik} (n_i B_{ik} - n_k B_{ki}) \beta_{ik},$$

и заменяя значения населенностей уровней мензельскими параметрами b_i , определяемыми следующим образом:

$$\frac{n_i}{N_e N^+} = b_i \frac{(v^2 h^3)}{(2\pi m k T_e)^{3/2}} \exp(X_i),$$

где $X_i = h\nu_i / kT_e$, T_e – электронная температура и ν_i – частота ионизации из i -го состояния, получаем систему уравнений стационарности в виде

$$\begin{aligned} b_i [\sum_{j=1}^{i-1} A_{ij} \beta_{ij} (1 + WJ_{ij}^*) + \sum_{k=i+1}^{\infty} \frac{k^2}{i^2} W A_{ki} \beta_{ik} J_{ik}^* + N_e Q_{ic} + W B_{ic} J_{ic}^*] = \\ = \sum_{k=i+1}^{\infty} b_k \frac{k^2}{i^2} \exp(X_k - X_i) A_{ki} \beta_{ik} (1 + WJ_{ki}^*) + \\ + \sum_{j=1}^{i-1} b_j W J_{ji}^* A_{ij} \beta_{ji} \exp(X_k - X_i) + \\ + N_e \sum_{j=1}^{i-1} (b_k - b_i) \frac{k^2}{i^2} \exp(X_k - X_i) q_{ki} + N_e \sum_{k=i+1}^{\infty} (b_k - b_i) q_{ki} + \\ + \frac{(2\pi m k T_e)^{3/2}}{(v^2 h^3)} \exp(-X_i) (A_{ci} + W B_{ci} J_{ic}^*) + N_e^2 N^+ Q_{ci}. \end{aligned}$$

Таким образом, получена нелинейная система уравнений стационарности, метод решения которой описан в работах [7, 8].

Модель II. Вероятностный метод, использующий аналитический метод Иванова

Рассмотрим случай неподвижной среды. Пренебрегая фотосферным излучением звезды ($W=0$) и рассматривая каждую из пар уровней независимо, выражение для β_{ik} запишем в виде [4, 9]

$$\beta_{ik} = 1 - J_{ik} \frac{B_{ik}}{A_{ik}} \left(\frac{n_k B_{ki}}{n_i B_{ik}} - 1 \right) = 1 - \frac{J_{hi}}{S_{ik}},$$

где i, k – индексы верхнего и нижнего уровней соответственно. Коэффициенты Эйнштейна связаны между собой соотношениями

$$B_{ki}/A_{ki} = c^2/2h\nu_{ik}^3, \quad B_{ki}/B_{ik} = g_i/g_k.$$

Для двухуровневого атома в слое конечной оптической толщины τ_0 с равномерно распределенными источниками решение уравнения переноса можно записать в виде

$$S = (\lambda/2) \int_0^{\tau_0} K(|\tau - \tau'|) d\tau' + S^* = \lambda J + S^*,$$

где S^* – функция, описывающая распределение первичных источников в слое, $K(\tau)$ – ядро интегрального уравнения, λ – вероятность выживания фотона при одном рассеянии, $\lambda = A_{ik}/(A_{ik} + n_e q_{ik})$. Отсюда имеем $\lambda \beta_{ik} = S_{ik}^*/S_{ik} - (1 - \lambda)$. Здесь через τ , S и S^* обозначены величины τ_{ik} , S_{ik} и S_{ik}^* .

Согласно решению уравнения переноса излучения [4]

$$\frac{S}{S^*} = \frac{1}{[1 - \lambda + \lambda L(\tau)]^{1/2} [1 - \lambda + \lambda L(\tau_0 - \tau)]^{1/2}}$$

имеем окончательное выражение для величины β_{ik} :

$$\lambda \beta_{ik}(\tau, \tau_0) = \sqrt{[1 - \lambda + \lambda L(\tau)][1 - \lambda + \lambda L(\tau_0 - \tau)]} - (1 - \lambda),$$

где $L(\tau) = 2 \int_0^{\infty} \alpha(x) E_2\left(\frac{\alpha(x)}{\alpha(0)} \tau\right) dx$, $\alpha(x)$ – профиль коэффициента поглощения в линии ik , $E_2(t)$ – интегральная показательная функция.

Таким образом, в случае неподвижной среды можно вычислить вероятность выхода кванта из среды вместо решения уравнения переноса в соответствующей линии. При осреднении величины β_{ik} по слою вероятность имеет вид

$$\begin{aligned} \lambda \beta_{ik}(\tau_0) = \\ = \frac{1}{\tau_0} \int_0^{\tau_0} \left(\sqrt{[1 - \lambda + \lambda L(\tau)][1 - \lambda + \lambda L(\tau_0 - \tau)]} - (1 - \lambda) \right) d\tau. \end{aligned} \quad (5)$$

Для больших величин τ_0 , когда $L(\tau) < 1 - \lambda$, значение $\beta_{ik}(\tau_0)$ приближается к величине $L(\tau_0/2)$.

2. Метод решения и результаты вычислений

В задаче есть несколько свободных параметров: электронная температура T_e , температура звезды T_* , коэффициент дилуции W , вероятность β_{12} выхода кванта из среды в водородной линии L_{α} (или связанные с ней геометрическая толщина слоя Z и градиент скорости в среде dv/dz для движущихся сред, или оптическая толщина τ_{12} в линии L_{α} в случае неподвижной среды), электронная концентрация N_e .

Так как температура фотосферы холодной звезды мала, в настоящей статье исследуется случай чисто ударных возбуждений и ионизаций ($W = 0$), как это делалось в работах [7–11]. Соответственно чис-

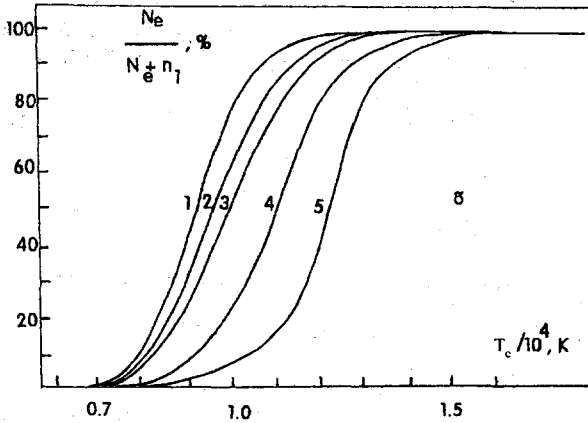
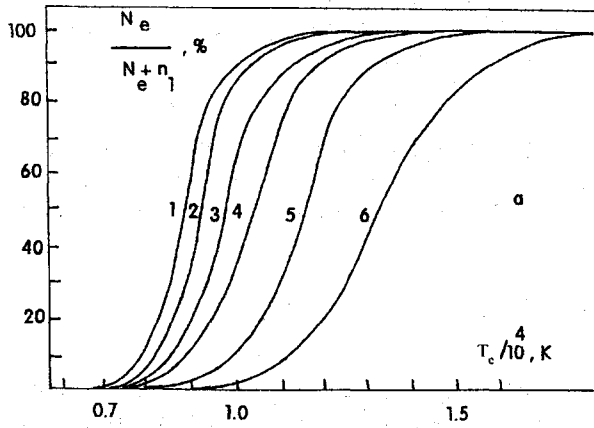


Рис. 1. Зависимость параметра $N_e / (N_e + n_1)$ от электронной температуры газа:

a - расчеты выполнены методом I; кривым 1-4 отвечают $N_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $\beta_{12} = 10^{-7}, 10^{-6}, 10^{-5}$ и 10^{-4} соответственно; кривым 5, 6 - $N_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $\beta_{12} = 10^{-4}, 10^{-3}$;

б - расчеты выполнены методом II; кривым 1, 2, 4 отвечают $N_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $\tau_{12} = 10^6, 10^5$ и 10^3 ; кривым 3, 5 соответствуют $N_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $\tau_{12} = 10^5$ и 10^3

до параметров снижается до трех: N_e , T_e и β_{12} (для движущейся среды) или τ_{12} (для неподвижной). Для водорода использовались атомные константы, принятые в [7, 8, 11]. Для решения систем уравнений стационарности обоими методами использованы различные модификации метода Ньютона, описанные в [7-9].

Как и в [7], вычисления проводились до момента, пока оптическая толщина за пределом серии Бальмера не превышала единицы. В случае движущейся среды значения β_{ik} вычислялись согласно уравнению (4), а в случае неподвижной среды - из (5). (Очевидно, что для движущихся сред нужно иметь оценку градиента скорости, а в случае неподвижной среды - оценку значения оптической толщины в линиях.)

Методами, описанными выше, были проведены расчеты водородного спектра для электронной концентрации $N_e = 10^{12}-10^{14} \text{ см}^{-3}$, электронной температуры T_e в диапазоне от 6000 до 25 000 К и значений вероятности выхода кванта из среды в линии L_α : $\beta_{12} = 10^{-3}-10^{-6}$ или соответственно $\tau_{12} = 10^3-10^6$. В моделях I средняя скорость расширения среды принималась равной 50 км/с (задание скорости расширения

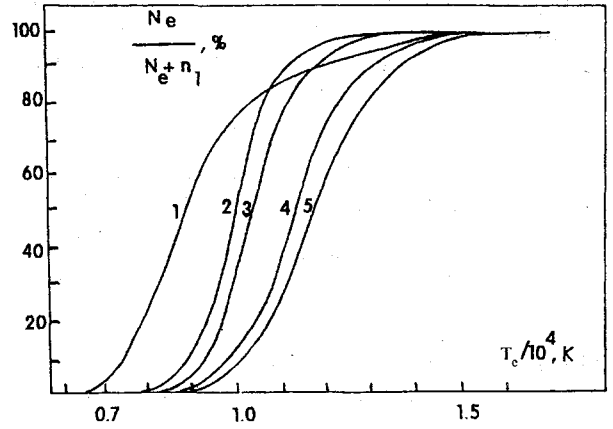


Рис. 2. Зависимость параметра $N_e / (N_e + n_1)$ от электронной температуры газа: $N_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\beta_{12} = 10^{-4}$ и $\tau_{12} = 10^4$ (кривые 2 и 3 соответственно); $\beta_{12} = 10^{-3}$ и $\tau_{12} = 10^3$ (кривые 4 и 5 соответственно). Кривая 1 взята из статьи [5]

необходимо для учета диффузного излучения за пределом серии Лаймана [7]).

На рис. 1 представлена зависимость параметра ионизации водорода $N_e / (N_e + n_1)$ от температуры излучающего газа T_e для ряда электронных плотностей ($N_e = 10^{12}, 10^{13}$ и 10^{14} см^{-3}) и оптических толщин за пределом серии Лаймана. При больших плотностях и оптических толщинах, когда состояние газа близко к полной термализации, газ становится на 90% ионизованным в очень узких температурных пределах: от 8000 до 10 000 К. Это связано, как отмечалось в работе [7], с увеличением роли многокаскадных переходов с основного на верхние уровни и последующей ионизацией атомов при увеличении плотности и оптической толщины в линиях.

На рис. 2 показаны те же зависимости для значения $N_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и двух значений оптической толщины за пределом серии Лаймана: $\tau_{12} = 10^3$ и 10^4 . На этих графиках представлено также отношение $N_e / (N_e + n_1)$, полученное в работе [5]. Как видно из рис. 1, *a*, правая кривая, отвечающая меньшей оптической толщине в линии L_α , более пологая, чем левая. При $\tau_{12} = 10^3$ оптическая толщина за пределом серии Лаймана меньше единицы, при $\tau_{12} \geq 10^4$ необходим учет диффузного излучения в континууме (L_c -излучения), для этого в (2) полагаем $C_1 = 0$.

Расчеты [5] сделаны с помощью целого комплекса программ, включающих в себя решение систем уравнений стационарности и переноса излучения для 16-уровневого атома водорода, а также теоретические модели внешних атмосфер M_c -звезд. Полученные в работе [5] параметры ионизации $N_e / (N_e + n_1)$ приведены также на рис. 2. Кривая 1 более пологая, чем полученные нами. На основе проведенных расчетов в работе [5] был сделан вывод о малом влиянии плотности и температуры газа и параметров хромосферной модели на степень ионизации. По-видимому, приведенные в работе [5] параметры ионизации усреднены, поскольку модели атмосфер звезд [5] неоднородны по температуре и плотности. К тому же, согласно моделям [5], N_e

уменьшается с ростом T_e , поэтому можно заключить, что росту параметра ионизации соответствует уменьшение электронной плотности: для нижней части кривой 1 среда более плотная и низкотемпературная, чем для верхней части.

Как и следовало ожидать, при увеличении плотности и оптической толщины газа мензельские параметры первых двух уровней уменьшаются, свидетельствуя о приближении состояния газа к термодинамическому равновесию. Зависимость $\lg(n_1/n_2)$ от температуры дана на рис. 3 для $N_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $\beta_{12} = 10^{-3} \cdot 10^{-6}$. Максимальное значение $\lg(n_1/n_2)$ достигается при минимальной температуре (в наших расчетах равной 6000–8000 К). При увеличении температуры следует резкий спад. При $T_e \approx 10\,000 \text{ К}$ зависимость $\lg(n_1/n_2)$ от T_e становится более полой.

Для принятых оптических толщин и электронных плотностей газ становится ионизованным при изменении температуры в достаточно узких пределах (от 8000 до 10 000 К). Видно (как и на рис. 1–2), что наиболее круто отношение $\lg(n_1/n_2)$ падает в диапазоне температур от 10 000 до 11 000 К.

Результаты расчетов, полученные в моделях I и II при одинаковых начальных значениях N_e , T_e и τ_{12} , хорошо согласуются. Небольшие отличия могут быть следствием разного определения оптической толщины слоя. Из расчетов следует, что метод Соболева [2] при малых градиентах скорости может применяться для приближенного описания явлений в неподвижной среде. Метод Иванова [4] также работает в достаточно широкой области физических параметров N_e , T_e и τ . Следует также отметить, что, несмотря на сильное упрощение задачи, результаты получаются более очевидными и интерпретация физических процессов становится более ясной, чем при точном решении полной системы уравнений стационарностей и переноса излучения.

3. Выводы

1. В статье проводилось сравнение параметра $N_e/(N_e+n_1)$, полученного при помощи вероятностного метода Соболева [2] и метода, основанного на решении Иванова [4], для случая изотермической однородной среды. Расчеты проводились для $N_e = 10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Плотность $N_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ характерна для невозмущенных хромосфер вспыхивающих звезд [10], а $N_e = 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$ – для плотных газодинамических источников низкотемпературного излучения во вспышках Солнца и звезд поздних спектральных классов [5, 12]. Сравнение полученных параметров ионизации и отношения n_1/n_2 показали, что, несмотря на различие в подходе к определению вероятностей выхода квантов из среды, результаты очень близки.

2. Вычисленные зависимости $N_e/(N_e+n_1)$ и n_1/n_2 от температуры могут использоваться для интерпретации спектров эмиссионных объектов: ширины профилей, лаймановских, бальмеровских и пашеновских декрементов.

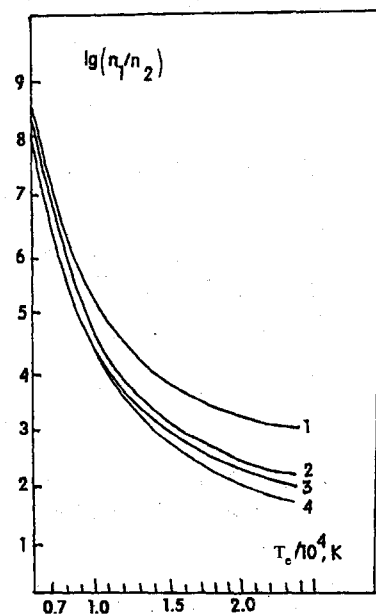


Рис. 3. Зависимость $\lg(n_1/n_2)$ от электронной температуры газа: $N_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\beta_{12} = 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}$ и 10^{-6} (кривые 1–4 соответственно)

3. Полученные в статье зависимости параметра ионизации $N_e/(N_e+n_1)$ от температуры могут быть также использованы при моделировании процессов радиационной газодинамики. При вспышках на Солнце и звездах образуются плотные области (непрозрачные в линиях и континууме лаймановской серии), и возникает необходимость в вычислении степени ионизации газа в этих областях. Вероятностные методы существенно облегчают рассмотрение ряда задач радиационной газодинамики.

Авторы благодарны М.А.Лившицу за полезные обсуждения проблемы.

Литература

1. Baker J.G., Menzel D.H. // *Astrophys. J.* 1937. **86**. P.70; 1938. **88**. P.52.
2. Соболев В.В. Движущиеся оболочки звезд. Л., 1947.
3. Kwan J., Krolik J. // *Astrophys. J.* 1981. **250**. P. 478.
4. Иванов В.В. // *Астрон. журн.* 1972. **49**. С.115.
5. Houdebine E.R., Doyle J.G., Koscielcki M. // *Astron. Astrophys.* 1995. **294**. P.773.
6. Castor J.I. // *Mon. Not. of RAS.* 1970. **149**. P.111.
7. Гринин В.П., Катыева Н.А. // *Изв. Крымской астрофиз. обс.* 1980. **62**. С.66.
8. Гершберг Р.Е., Шноль Э.Э. // *Там же.* 1974. **50**. С.122.
9. Бруевич Е.А., Лившиц М.А. // *Астрон. журн.* 1993. **70**. С.1054.
10. Gershberg R.E. // *Sov. Astron.* 1974. **18**. P.326.
11. Катыева Н.А., Кацова М.М. // *Астрон. журн.* 1990. **67**. С.924.
12. Katsova M.M., Livshits M.A., Butler C.J., Doyle J.G. // *Mon. Not. of RAS.* 1990. **250**. P.402.

Поступила в редакцию
10.07.96