

УДК: 524.338.5—335.7

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ
В ДВИЖУЩИХСЯ ОБОЛОЧКАХ ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА

В. П. ГРИНИН, А. С. МИЦКЕВИЧ

Поступила 9 августа 1989

Выполнены детальные расчеты функций радиационного охлаждения $\Delta(N_H, T_e)$ в движущихся оболочках звезд типа Т Тельца в диапазоне электронных температур $T_e = 5000\text{—}20\,000\text{ K}$ и концентраций водородных атомов $N_H = 10^6\text{—}10^{13}\text{ см}^{-3}$. Учтены радиационные потери при свободно-свободных, свободно-связанных и связанно-связанных переходах атомов водорода, кальция и магния, а также излучение отрицательного иона водорода H^- . Анализ функций $\Delta(N_H, T_e)$ показывает, что в условиях околозвездных оболочек звезд типа Т Тельца отсутствует возможность применения универсальных функций охлаждения.

1. *Введение.* Определение радиационных потерь излучающего газа является одной из наиболее трудоемких задач, возникающих при рассмотрении теплового баланса в эмиссионных областях различных астрофизических объектов. Эта задача детально исследовалась многими авторами, но применительно лишь к высокотемпературному газу низкой плотности (см. [1, 2] и цитированную там литературу). В этом случае состояние ионизации и возбуждения атомов и ионов контролируется электронными ударами, а радиационные каскады вниз не прерываются. В результате при фиксированном химическом составе газа его радиационные потери являются универсальной (хотя и довольно сложной) функцией одного параметра — электронной температуры T_e .

Имеются попытки распространить такой подход и на случай низких ($T_e \lesssim 10^4\text{ K}$) температур [3, 4]. В частности, в [4] таким путем рассчитан тепловой баланс в расширяющихся оболочках звезд типа Т Тельца, нагреваемых МГД-волнами. Цель настоящей работы состоит в том, чтобы выяснить, насколько оправдан такой подход и существует ли в условиях, характерных для околозвездных оболочек звезд этого типа, возможность использования универсальной (зависящей только от T_e) функции радиационного охлаждения.

Из анализа оптических и ультрафиолетовых спектров звезд типа Т Тельца следует [5, 6], что основная часть энергии, излучаемой около-

звездными оболочками, приходится на линии H_α , H и K Ca II и резонансный дублет Mg II. Исходя из этого, в разделах 2—4 мы решаем совокупность не-ЛТР задач для указанных элементов и их ионов. В разделе 5 для каждого элемента подробно рассмотрены основные виды радиационных потерь. Для интервала температур $T_e = 3.7—4.3$ и концентраций водородных атомов $N_H = 10^8—10^{13}$ см $^{-3}$ приведены расчеты функций радиационного охлаждения $\Lambda(N_H, T_e)$ и дан их анализ.

2. *Постановка задачи.* Уравнение теплового баланса

$$q^+(r) = q^-(r) \text{ (эрг/см}^3\text{с)} \quad (1)$$

в общем случае отражает равенство энергий, поступающей в единичный объем газа и теряемой этим объемом за 1 секунду. В условиях околозвездных оболочек звезд типа Т Тельца член, учитывающий приток энергии, может быть представлен в виде суммы двух слагаемых: $q^+ = q_T^+ + q^*$, где q_T^+ — включает все виды неэрадиативного нагрева (турбулентность, ударные, акустические и МГД-волны и т. д.), q^* — учитывает излучение звезды, поглощаемое единичным объемом газа. Часть этого излучения расходуется на нагрев газа, другая часть переизлучается и выходит из оболочки. Поэтому при определении радиационных потерь необходимо знать, какой вклад в них вносит член q^* , включающий поглощение излучения звезды при свободно-свободных, свободно-связанных и связанно-связанных переходах:

$$q^* = \sum (q^{ff} + q^{fb} + q^{bb}), \quad (2)$$

где суммирование происходит по всем рассматриваемым атомам и ионам. Для каждого из них:

$$q^{ff} = 4\pi W N_e N^+ \int_0^\infty k_{ff}(\nu) J_\nu^* d\nu, \quad (3)$$

$$q^{fb} = 4\pi W \sum_i N_i \int_0^\infty h_{ic}(\nu) J_\nu^* d\nu, \quad (4)$$

$$q^{bb} = W \sum_i \sum_k h_{ik} B_{ik} N_i J_\nu^* \beta_{ik}. \quad (5)$$

Здесь W — коэффициент дилуции, N^+ — концентрация атомов данного сорта в $(m+1)$ стадии ионизации, N_i — концентрация атомов или ионов на i -ом уровне в m -ой стадии ионизации, B_{ik} — эйнштейновский коэффициент вероятности дискретного перехода $i \rightarrow k$, J_ν^* — интенсивность излучения звезды на частоте ν , β_{ik} — средняя вероятность выхода кванта из среды:

$$\beta_{ik} = \frac{1}{4\pi} \int \frac{1 - e^{-\tau_{ik}}}{\tau_{ik}} d\Omega, \quad (6)$$

где $\tau_{ik}(r, \theta)$ — оптическая толщина газа в линии $i \rightarrow k$ на расстоянии r в направлении \vec{s} , составляющем угол θ с вектором \vec{r} :

$$\tau_{ik} = k_{ik} N_i \left(1 - \frac{N_k g_i}{N_i g_k} \right) v_i \left| \frac{dv(r, \theta)}{ds} \right|, \quad (7)$$

g_i, g_k — статистические веса энергетических уровней, v_i — тепловая или турбулентная скорость атомов, k_{ik} — средневзвешенный по профилю коэффициент поглощения в линии $i \rightarrow k$ в расчете на один поглощающий атом. Для простоты было принято, что градиент скорости в (7): $dv/ds \simeq V/R$, где V — характерная скорость движения газа, R — характерный размер излучающей области.

Объемные потери на излучение определяются аналогичным образом с учетом вклада всех атомов и ионов:

$$q^- = \sum (q_{ff}^- + q_{fb}^- + q_{bb}^-), \quad (8)$$

где

$$q_{ff}^- = 1.42 \cdot 10^{-21} \bar{g} T_e^{1/2} Z^2 N_e N^+, \quad (9)$$

$$q_{fb}^- = N_e \sum_i N^+ \int \sigma_i(v) f(v) (1 + W \bar{J}_i^*) \frac{h\nu}{m} d(h\nu), \quad (10)$$

$$q_{bb}^- = \sum_i \sum_k h\nu_{ik} \beta_{ik} N_k (A_{ki} + B_{ki} J_{ik}). \quad (11)$$

В формуле (9) \bar{g} — усредненный по частоте множитель Гаунта (принималось $\bar{g} = 0.8$). В формуле (10) $\sigma_i(v)$ — эффективное сечение рекомбинации на i -ый уровень, зависящее от скорости рекомбинирующего электрона, $f(v)$ — функция Максвелла распределения электронов по скоростям, m — масса электрона,

$$\bar{J}_i^* = \frac{c^2}{2 h \nu^3} J_i^*. \quad (12)$$

Отметим, что в формулах (10) и (11) учтены как спонтанные, так и вынужденные переходы под действием излучения звезды. В формуле (11) учтена только та часть излучения в спектральной линии (β_{ik}), которая выходит из среды без рассеяния по пути. Соответственно в выражениях для q^+ мы не учитываем поглощение диффузного излучения в линиях. При определении вклада отрицательного иона водорода в q^+ и q^- мы ограничились учетом лишь свободно-связанных переходов, играющих важную роль в поглощении излучения при низких температурах.

При вычислении q^+ и q^- по приведенным выше формулам необходимо знать состояние возбуждения и ионизации рассматриваемых атомов. Для этого необходимо решить соответствующие системы уравнений стационарности.

3. Уравнения стационарности. Решение не-ЛТР задачи для произвольного атома сводится к решению системы уравнений для населенностей атомных уровней:

$$\frac{dN_i}{dt} = R_i + Q_i = 0, \quad (13)$$

где R_i и Q_i скорости радиационных и столкновительных механизмов заселения и распада i -ого уровня:

$$R_i = -N_i \left[\sum_{j=1}^{i-1} (A_{ij} + B_{ij} J_{ji}) + \sum_{k=i+1}^M B_{ik} J_{ik} + B_{ic} (W J_{ic}^* + J_{L_c}) \right] + \\ + \sum_{k=i+1}^M N_k (A_{ki} + B_{ki} J_{ik}) + \sum_{j=1}^{i-1} N_j B_{ij} J_{ji} + \\ + N_e N^+ (A_{ci} + W B_{ci} J_{ic}^*), \quad (14)$$

$$Q_i = -N_e [N_i (Q_{ic} + \sum_{i \neq j} Q_{ij}) - \sum_{j \neq i} N_j Q_{ji} - N_e N^+ Q_{ci}], \quad (15)$$

здесь J_{ik} — средняя интенсивность излучения в линии $i \rightarrow k$, Q_{ik} — коэффициент ударного перехода, Q_{ci} — коэффициент тройной рекомбинации, B_{ic} — коэффициент фотоионизации с i -го уровня, A_{ci} и B_{ci} — коэффициенты обычной и вынужденной рекомбинации соответственно, J_{L_c} — интенсивность диффузного L_c — излучения водорода. Остальные обозначения общепринятые.

Радиационные члены в (14), учитывающие дискретные переходы, вычислялись с использованием вероятностного метода Соболева [7, 8]:

$$J_{ik} = (1 - \beta_{ik}) S_{ik} + W J_{ik}^* \beta_{ik}, \quad (16)$$

где S_{ik} — функция источников, J_{ik} — интенсивность излучения звезды в частоте ν_{ik} .

В общем случае система уравнений (13)—(16) сильно нелинейна и при ее решении необходимо использовать метод итераций. При этом вместо населенностей уровней N_i удобно использовать мензеловские параметры b_i . Радиационные члены в (15), описывающие процессы фотоионизации излучением звезды и диффузным L_c -излучением оболочки, а также фоторекомбинации вычислялись численно с использованием зависимостей коэффициентов поглощения от энергии взаимодействующего кванта. Это

позволяет учитывать реальное распределение энергии в спектре звезды. Численное интегрирование выполнялось с использованием квадратур Гаусса с 32 узлами. Предполагалось, что оболочка прозрачна во всех континуумах, кроме лаймановского (и это предположение контролировалось в ходе расчетов). Ионизации диффузным L_c -излучением определялись с учетом того, что оболочка является оптически толстой за границей лаймановской серии ($\tau_{L_c} \gg 1$). Легко показать, что в этом случае

$$J_{L_c}(\nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{b_1 \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right) - 1}, \quad (17)$$

где b_1 — мензеловский множитель для первого уровня атома водорода.

С учетом вышесказанного был составлен блок программ, обеспечивающих решение не-ЛТР задачи для произвольного атома. Этот общий блок оформлен так, чтобы иметь возможность учета индивидуальных особенностей каждого атома (например, для кальция — ионизацию иона Ca II излучением в линии L_c водорода). Решение системы (13) для рассматриваемых атомов производилось совместно с решением уравнения ионизационного равновесия. При этом фиксированной считалась концентрация атомов каждого сорта с учетом всех степеней ионизации.

Рассмотрим кратко индивидуальные особенности расчета для каждого из перечисленных выше атомов.

Водород. В условиях околозвездных оболочек водород является основным поставщиком свободных электронов. Поэтому электронная концентрация N_e определяется степенью ионизации водорода и должна вычисляться совместно с населенностями уровней. Так как водород является самым обильным элементом, мы предполагали, что его состояние не зависит от состояния других атомов и может рассчитываться независимо от них. Решение соответствующей системы уравнений стационарности (13) проводилось с учетом десяти уровней по методике, описанной в [9, 10].

Кальций. Решение не-ЛТР задач для всех остальных элементов может производиться лишь после того, как определено состояние ионизации и возбуждения водорода. Это обусловлено тем, что: 1) в уравнение стационарности (13) входит электронная концентрация, определяемая состоянием ионизации водорода; 2) водород определяет поле излучения за лаймановским пределом, являющееся важным фактором ионизации рассматриваемых атомов; излучение в линии L_c поглощаемое с уровней 2D и 2P , оказывает существенное влияние на ионизацию Ca II. Для учета последнего фактора в систему уравнений стационарности для Ca II включены соответствующие члены. Входящая в них полная интенсивность излучения в

линии L_α определялась по формуле: $J_{L_\alpha} = \Delta \nu_{L_\alpha} \cdot S_{L_\alpha}$, где $\Delta \nu_{L_\alpha}$ — ширина линии, определяемая крупномасштабным движением газа: $\Delta \nu_{L_\alpha} = (V/c) \cdot \nu_{L_\alpha}$.

При расчетах полная концентрация атомов кальция принималась равной (солнечный химсостав):

$$N_{Ca} = N_{CaI} + N_{CaII} + N_{CaIII} = 2 \cdot 10^{-6} N_H, \quad (18)$$

где N_H — полная концентрация атомов водорода в нейтральном и ионизованном состоянии.

He-ЛТР задачи для кальция рассматривались с учетом шести уровней Ca I, пяти уровней Ca II и основного уровня Ca III (рис. 1а). Радиационное взаимодействие ионов Ca II и атомов водорода, обусловленное частичным блендированием линий H_γ и H Ca II, не учитывалось.

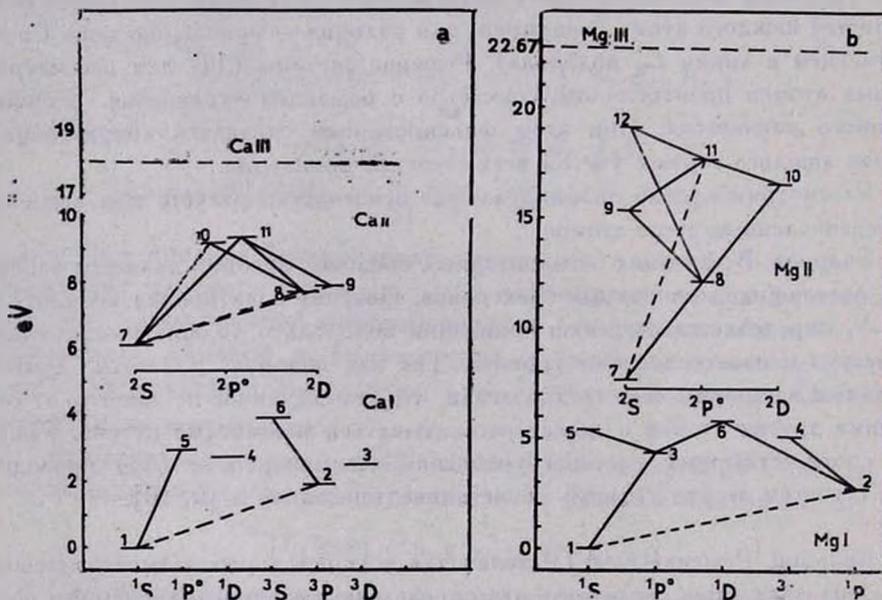


Рис. 1. Схемы атомных уровней атомов и ионов кальция (а) и магния (б), принятые при решении He-ЛТР задач.

Магний. Полная концентрация атомов магния принималась равной (солнечный химсостав):

$$N_{Mg} = N_{MgI} + N_{MgII} + N_{MgIII} = 3 \cdot 10^{-5} N_H. \quad (19)$$

Учитывались шесть уровней Mg I, шесть уровней Mg II и основное состояние Mg III (рис. 1б).

4. *Атомные данные.* Наряду с выбором модели атома при решении не-ЛТР задач важное значение играет точность принятых вероятностей ударных и радиативных переходов. Ниже обсуждаются использованные нами атомные данные, которые мы по возможности старались выбрать из самых последних источников.

Водород. Так как водород представляет собой простейший атом, сечения фотоионизации для всех уровней и силы осцилляторов для всех переходов известны из квантовой механики. Вероятности возбуждения и ионизации атома электронными ударами брались из работы [9], при этом производилась их интерполяция на произвольную температуру.

Атомные данные для отрицательного иона водорода заимствованы из работы [11].

Кальций. Для нейтрального кальция энергии возбуждения и силы осцилляторов для всех учитываемых связанно-связанных переходов заимствованы из сводки данных [12]. Сечения фотоионизации для всех уровней — из работы [13]. Коэффициент ударного возбуждения $4s^2 \ ^1S - 4s \ 4p \ ^1P^0$ вычислялся по заданным [14]. Для остальных переводов коэффициенты ударных возбуждений вычислялись по формуле Ван Регемортера. Для запрещенных переходов сила ударов принималась равной $\Omega = 1$. Коэффициенты ионизации электронным ударом для всех уровней рассчитывались по формуле Лотца [15].

Для Ca II коэффициенты ударных и радиативных переходов определялись с учетом следующих данных: силы осцилляторов для пяти рассматриваемых переходов (ИК-триплет и резонансный дублет H и K) и сечения фотоионизации заимствованы из работы [16]. Коэффициенты ударного возбуждения и ионизации и их зависимости от электронной температуры принимались по данным [17]. При рассмотрении переходов между подуровнями уровней 2D и 2P учитывались только столкновения с электронами по данным [17], поскольку вклад столкновений с протонами и атомами водорода пренебрежимо мал [16].

Магний. Энергии уровней нейтрального магния взяты из работы [18]. Там же приведена сводка сил осцилляторов, которые были приняты с учетом данных [19]. Сечения фотоионизации с уровнями $3s^2 \ ^1S$, $3s \ 3p \ ^3P^0$ и $3s \ 3p \ ^1P^0$ заимствованы из [20]. Для остальных уровней Mg I использовались сечения фотоионизации из работы [13]. Вычисление коэффициента возбуждения электронным ударом с основного уровня Mg I на уровень $3s \ 3p \ ^1P^0$ производилось с использованием экспериментальных данных [21]. Для ряда переходов коэффициенты электронных ударов находились с использованием сечений, рассчитанных теоретически: с уровня $3s^2 \ ^1S$ на уровни $3s \ 3p^3 \ P$, $3s \ 3d^1D$, $3s \ 4s \ ^1S$, $3s \ 3d^3D$, $3s \ 4p \ ^3P$ и $3s \ 4p \ ^1P$ — сог-

ласно [22, 23]; с уровня $3s\ 3p\ ^3P$ на уровень $3s\ 3p\ ^1P$ — по данным работы [24]. Коэффициенты ударных переходов для остальных уровней MgI оценивались по формуле Ван Регемортера [15]. Для запрещенных переходов сила удара принималась $\Omega = 1$. При расчете коэффициента ударной ионизации MgI с основного состояния использовано экспериментальное сечение ионизации [25, 26], для возбужденных состояний использована формула Лотца [15].

Для $Mg\ II$ энергии уровней, силы осцилляторов и сечения фотоионизации заимствованы из работы [27]. Вероятности ударных переходов вычислялись на основе сечений, рассчитанных в [28]; для перехода между уровнями $3s^2S - 3p^2P^0$ использовались данные [29]. Коэффициенты ионизации электронным ударом оценивались согласно [27].

Диэлектронные рекомбинации. Учет диэлектронных рекомбинаций, играющих важную роль в ионизационном равновесии $Ca\ I \rightleftharpoons Ca\ II + e$, $Mg\ I \rightleftharpoons Mg\ II + e$, выполнен нами приближенно на основе эффективных коэффициентов диэлектронной рекомбинации (см., например, [30]). Забегая вперед отметим, что связанная с этим погрешность (она обусловлена в основном недоучетом диэлектронно-столкновительных рекомбинаций) мало сказывается на точности вычисленных функций радиационного охлаждения, поскольку даже при самых низких температурах газа подавляющая часть атомов Mg и Ca ионизована излучением звезды (см. ниже). Поэтому основной вклад в радиационные потери вносят ионы $Ca\ II$ и $Mg\ II$.

5. *Функции радиационных потерь.* На основе описанной выше методики рассчитаны радиационные потери газа для следующих значений электронной температуры и концентрации атомов водорода: $T_e = 5000 - 20\ 000\ K$, $N_H = 10^6 - 10^{13}\ cm^{-3}$. Скорость расширения газа и его характерные размеры приняты равными: $V = 300\ km/s$ и $R = 10^{11}\ cm$ (за исключением одного варианта (см. ниже)). Предполагалось, что излучение звезды описывается функцией Планка при температуре $T_* = 5000\ K$. Вычисления проводились для двух значений коэффициента диллюции: $\mathcal{W} = 0.5$ и 10^{-2} .

На рис. 2—4 показан вклад различных типов радиационных переходов атомов водорода, кальция и магния в полные потери на излучение для двух наборов параметров газа, характерных для основания звездного ветра и его периферийной части: $N_H = 10^{13}\ cm^{-3}$, $\mathcal{W} = 0.5$ и $N_H = 10^{10}\ cm^{-3}$, $\mathcal{W} = 0.01$. Для удобства радиационные потери нормированы стандартным образом:

$$\Lambda = \frac{q^-}{N_e N_H} = \Lambda(H) + \Lambda(Ca) + \Lambda(Mg). \quad (20)$$

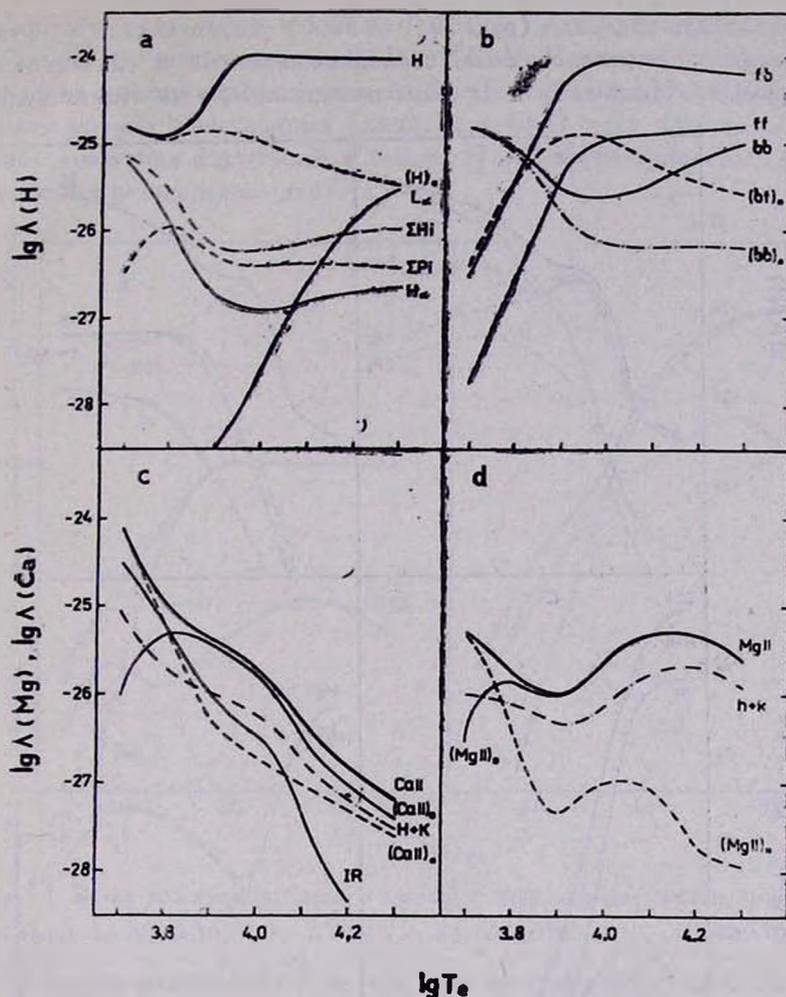


Рис. 2. Функции радиационных потерь для атомов водорода (а, б), кальция (с) и магния (д) для случая $N_H = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $W = 0.5$. Указан вклад различных составляющих излучения: а) линии L_α , H_α , пашеновской (ΣP_i) и бальмеровской (ΣH_i) серий; $(H)_0$ — член, описывающий поглощение излучения звезды атомами водорода (см. текст). б) значками fb , ff и bb указаны вклад в функцию радиационного охлаждения связанны-связанного, связанны-свободного и свободно-свободного излучения атомов водорода; $(fb)_0$ и $(bb)_0$ — члены описывающие поглощение излучения звезды в ионизационных континуумах и линиях атомов водорода. с) $(CaII)$ и $(CaII)_0$ — полные и чистые радиационные потери ионов $CaII$ (см. текст); $H+K$ и IR — вклад в полные потери линий H и K и ИК-триплета соответственно; $(CaII)_0$ — член, описывающий излучение звезды, поглощаемое ионами $CaII$. д) $(MgII)$ и $(MgII)_0$ — полные и чистые радиационные потери ионов $MgII$; $h+k$ — радиационные потери в резонансном дублете $MgII$; $(MgII)_0$ — член, описывающий излучение звезды, поглощаемое ионами $MgII$

Для атомов водорода (рис. 2а, в и 3а, в) указан вклад в функцию охлаждения свободно-свободных, свободно-связанных и связанно-связанных переходов. На рис. 2а и 3а даны полные потери на атомах водорода:

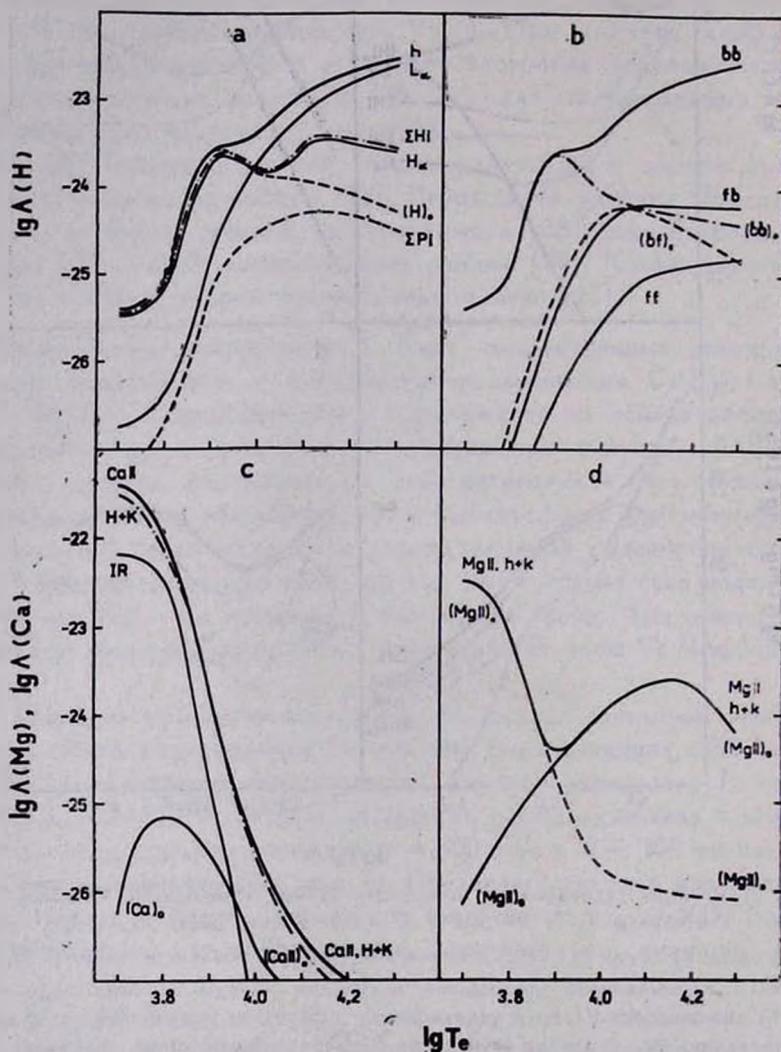


Рис. 3. Функции радиационных потерь для атомов водорода (а, б), кальция (с) и магния (д) для случая $N_H = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $W = 10^{-2}$. Обозначения те же, что и на рис. 2.

$H \equiv \Lambda(H)$ и указан вклад излучения в линиях бальмеровской и пашеновской серии ($\sum H_i \equiv \Lambda(\sum H_i)$; $\sum P_i \equiv \Lambda(\sum P_i)$). Отдельно показан вклад в излучение линий L_α и H_α .

Для атомов кальция и магния основная часть радиационных потерь обусловлена излучением ионов Ca II и Mg II. Соответствующие функции охлаждения представлены на рис. 2с, d и 3с, d, где указан также вклад наиболее важных эмиссионных линий: для Ca II дана функция охлаждения, обусловленная излучением в линиях H и K и ИК-триплета, для Mg II указан вклад резонансного дублета *h* и *k*.

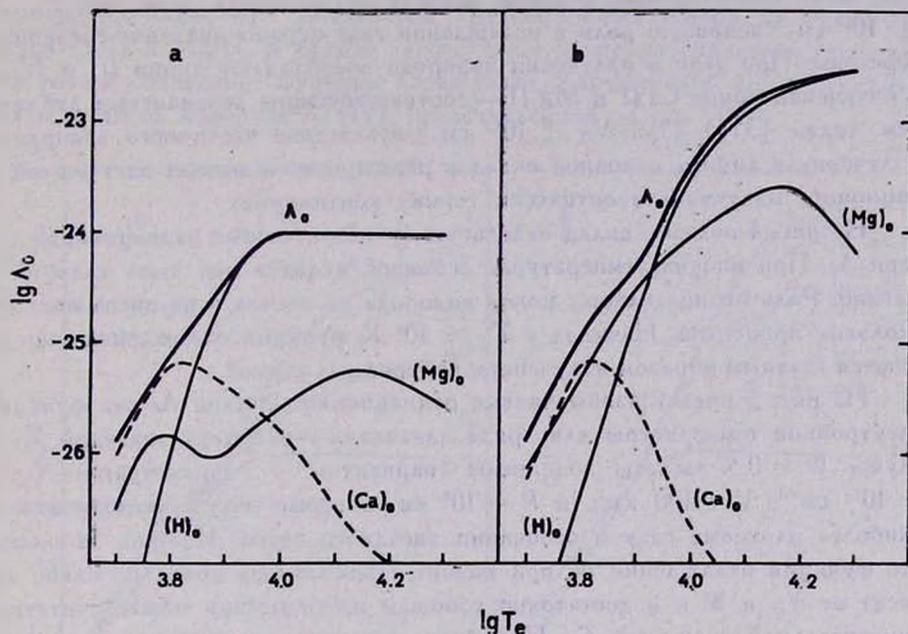


Рис. 4. Вклад водорода, кальция и магния в формирование чистых радиационных потерь газа: а) $N_H = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $W = 0.5$, б) $N_H = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $W = 10^{-2}$.

Поскольку радиационные потери газа частично обусловлены поглощением и последующим переизлучением звездного излучения, на рис. 2 и 3 указан вклад этого фактора в функции охлаждения. Соответствующие величины отмечены звездочкой, например:

$$\begin{aligned} (H)_* &\equiv \Lambda^*(H) \equiv (bb)_* + (bf)_* + (ff)_* = \\ &= [q_{bb}^*(H) + q_{bf}^*(H) + q_{ff}^*(H)]/N_e \cdot N_H. \end{aligned} \quad (21)$$

С учетом этого чистые радиационные потери (обусловленные электронными ударами) равны:

$$\Lambda_0 = \Lambda - \Lambda^*. \quad (22)$$

Для CaII и MgII значения Λ_0 приведены на рис. 2с, d и 3с, d. Например, $(Ca)_0 \equiv \Lambda_0(Ca)$.

Из рис. 2 и 3 следует, что при низких температурах полные радиационные потери для всех рассматриваемых атомов определяются в основном переизлучением звездного излучения: $\Lambda \simeq \Lambda_*$, в результате чего чистые потери $\Lambda_0 \ll \Lambda$. С повышением температуры увеличивается вклад электронных ударов и при $T_e \gtrsim 10^4$ К $\Lambda_0 \simeq \Lambda$.

Сравнение рис. 2 и 3 показывает, что вклад различных составляющих излучения существенным образом зависит от плотности газа: при $N_H \lesssim 10^{10}$ см⁻³ основную роль в охлаждении газа играют связанно-связанные переходы. При этом в излучении водорода преобладают линии L_α и H_α , а в излучении ионов Ca II и Mg II — соответствующие резонансные дублеты (см. также [31]). При $N_H \gtrsim 10^{12}$ см⁻³ вследствие частичного запираания излучения в линиях основной вклад в радиационные потери дает рекомбинационное излучение в оптически тонких континуумах.

На рис. 4 показан вклад отдельных атомов в чистые радиационные потери Λ_0 . При низких температурах основной вклад в них дают кальций и магний. Роль отрицательных ионов водорода не велика и не превышает нескольких процентов. Начиная с $T_e \simeq 10^4$ К функции охлаждения определяются главным образом излучением водородных атомов.

На рис. 5 представлены чистые радиационные потери Λ_0 как функции электронной температуры для ряда значений N_H и двух значений W . В случае $W = 0.5$ расчеты дополнены вариантом с параметрами: $N_H = 10^{13}$ см⁻³, $V = 100$ км/с и $R = 10^8$ см, которые могут соответствовать наиболее плотному газу в основании звездного ветра. Из рис. 5а видно, что функция охлаждения Λ_0 при низких температурах довольно слабо зависит от N_H и W и в достаточно хорошем приближении может считаться универсальной функцией T_e . При более высоких температурах Λ_0 становится чувствительной также к N_H и W . Исключением являются два предельных случая — плотного ($N_H \gtrsim 10^{13}$ см⁻³) и разреженного ($N_H \lesssim 10^8$ см⁻³) газа. В первом из них, как видно из рис. 5а, функции охлаждения Λ_0 при $N_H = 10^{12}$ и 10^{13} см⁻³ мало отличаются друг от друга во всем рассматриваемом интервале температур. Это связано с тем, что при больших плотностях и оптических толщинах излучение оказывается запертым не только в резонансных линиях, но и в линиях субординантных серий. В результате охлаждение газа происходит в основном за счет рекомбинационного излучения в оптически тонких континуумах водорода (отсюда слабая зависимость Λ_0 от T_e при $T_e \gtrsim 10^4$ К). В другом предельном случае реализуется ситуация, которая соответствует отмеченному во Введении приближению оптически тонкого газа, в котором вследствие малой оптической толщины и плотности радиационные каскады вниз не прерываются. Из рис. 5б видно, что этот предельный случай реализуется при $N_H \lesssim 10^8$ см⁻³.

На рис. 5 пунктирными линиями показаны функции охлаждения по данным Раймонда (заимствованы из работы [3]) и Хартманна и др. [4]. Обе функции рассчитаны в чисто ударном приближении ($W = 0$). Функция Раймонда вычислена при $N_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и хорошо согласуется с нашими результатами (при тех же параметрах газа). Функция Хартманна и др. в области температур $T_e \approx 10^4 \text{ К}$ близка к нашим расчетам при $N_H = 10^8 \text{ см}^{-3}$, а при более низких температурах лежит заметно ниже. Это вызвано, по-видимому, недоучетом радиационных потерь на излучение ионов Ca II и Mg II . В пользу такого предположения свидетельствует почти точное совпадение функции охлаждения Хартманна и др. с функцией охлаждения на водороде $\Lambda_0(\text{H})$, представленной на рис. 4б.

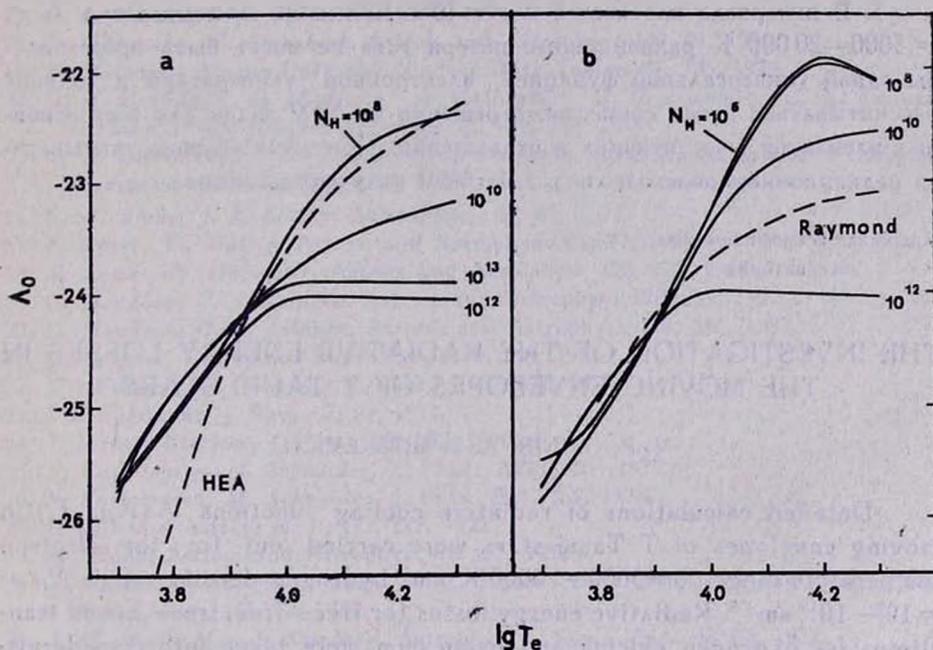


Рис. 5. Функции чистых радиационных потерь на водороде, кальции и магнии для ряда значений N_H : а) $W = 0.5$, б) $W = 10^{-2}$. На рис. 5а вариант $N_H = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ рассчитан для значений $k = 11^4 \text{ см}$, $V = 100 \text{ км.с}$. Для сравнения на рис. 5а приводятся функции радиационных потерь из работы Хартманна и др. [4] (HEA). Функции радиационных потерь Раймонда на рис. 5б заимствованы из работы [3] и соответствует варианту $N_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

6. **Заключение.** Проведенный анализ функций охлаждения позволяет сделать следующие выводы:

1. Используемое обычно при вычислении функции охлаждения приближение, в котором учитывают только переходы с основного уровня атомов 6—12

и ионов, далеко не всегда обеспечивает необходимую точность. Например, при $N_H = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ резонансный дублет Mg II h и k дает основной вклад в Λ (Mg) во всем рассматриваемом интервале температур, тогда как в случае водорода основной вклад в потери при $T_e \lesssim 10^4 \text{ K}$ дает линия H $_{\alpha}$ (см. рис. 3). При более высоких плотностях роль охлаждения за счет субординатных переходов увеличивается, что отражает эффект запираания излучения в резонансных линиях вследствие термализации газа.

2. С изменением температуры газа меняется роль основных источников охлаждения: при низких температурах ($T_e \lesssim 6000 \text{ K}$) основной вклад дает излучение в линиях Ca II и частично Mg II. При более высоких температурах главным источником охлаждения является водород и частично Mg II.

3. В интервале плотностей $N_H = 10^8 - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и температур $T_e = 5000 - 20000 \text{ K}$ радиационные потери газа не могут быть представлены одной универсальной функцией электронной температуры и должны рассчитываться путем совместного решения не-ЛТР задач для всех основных элементов, участвующих в охлаждении. При этом должны учитываться радиационные переходы под действием излучения звезды.

Крымская астрофизическая
обсерватория

THE INVESTIGATION OF THE RADIATIVE ENERGY LOSSES IN THE MOVING ENVELOPES OF T TAURI STARS

V. P. GRININ, A. S. MITSKEVICH

Detailed calculations of radiative cooling functions $\Lambda(N_H, T_e)$ in moving envelopes of T Tauri stars were carried out for the electron temperature range $T_e = 5000 - 20000 \text{ K}$ and hydrogen density range $N_H = 10^8 - 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Radiative energy losses for free-free, free-bound transitions for hydrogen, calcium and magnesium were taken into consideration, well as hydrogen negative ion radiation. The analysis of functions $\Lambda(N_H, T_e)$ shows the lack of universal energy loss function for the whole conditions range in moving stellar envelopes of T Tauri stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Rosner, W. H. Tucker, G. S. Vaiana, *Astrophys. J.*, 220, 643, 1978.
2. T. J. Gaetz, E. E. Salpeter, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 52, 155, 1983.
3. E. Avrett, R. Loesser, Center for Astrophysics, Prepr. N2625, 1988.
4. L. Hartmann, S. Edwards, E. Avrett, *Astrophys. J.*, 261, 279, 1982.
5. N. Calvet, J. Albarran, *Rev. Mex. Astron. Astrophys.*, 9, 9, 1984.
6. J. Bonvier, *Circumstellar Matter*, Symp. IAU № 122, I. Appenzeller, C. Jordan, Heidelberg, 1986, p. 369.
7. В. В. Соболев, *Движущиеся оболочки звезд*. Изд-во ЛГУ, Ленинград, 1947.
8. В. В. Соболев, *Курс теоретической астрофизики*, Наука, М., 1986.
9. Р. Е. Гершберг, Э. Э. Шноль, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 50, 122, 1974.
10. В. П. Гринин, Н. А. Кагышева, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 62, 66, 1980.
11. R. L. Kurucz, *SAO Spec. Rep.* N309, 1970.
12. T. Watanabe, W. Steenbock, *Astron. and Astrophys.*, 149, 21, 1985.
13. D. Hofsaess, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 24, 285, 1979.
14. D. H. Crandall, G. H. Dunn, A. Gallagher, D. G. Hummer, C. V. Kanazs, D. Lemp, P. O. Taylor, *Astrophys. J.*, 191, 789, 1974.
15. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собоelman, Е. А. Юков, *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий*, Наука, М., 1979.
16. R. A. Shine, J. L. Linsky, *Solar Phys.*, 39, 49, 1974.
17. F. Kneer, W. Mattig, *Astron. and Astrophys.*, 65, 17, 1978.
18. M. Lemke, H. Holweger, *Astron. and Astrophys.*, 173, 375, 1987.
19. C. Mendoza, C. J. Zeippen, *Astron. and Astrophys.*, 179, 339, 1987.
20. C. Mendoza, C. J. Zeippen, *Astron. and Astrophys.*, 179, 346, 1987.
21. D. Lemp, A. Gallagher, *Phys. Rev.*, A13, 148, 1975.
22. W. Williams, S. Trajmar, *J. Phys.*, B11, 2021, 1978.
23. I. I. Fabrikant, *J. Phys.*, 7, 91, 1974.
24. J. K. van Blerkom, *J. Phys.*, B3, 932, 1970.
25. F. Karlstensen, M. Schneider, *Z. Phys.*, A273, 321, 1975.
26. F. Karlstensen, M. Schneider, *J. Phys.*, B11, 167, 1978.
27. D. Mihalas, *Astrophys. J.*, 177, 115, 1972.
28. M. Blaha, *Astron. and Astrophys.* 16, 437, 1972.
29. J. P. Harrington, J. H. Lutz, M. J. Seaton, D. J. Stickland, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 191, 13, 1980.
30. J. M. Shall, M. van Stenberg, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 48, 95, 1982.
31. А. С. Муцкевич, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 75, 142, 1986.