

УДК 523.987

Диффузия $L\alpha$ -излучения в протуберанцах

Н. А. Яковкин, М. Ю. Зельдина

Линия $L\alpha$ представлена «континуумом» монохроматических линий, и вычислены контуры $\alpha^E(x, \tau)$ коэффициента эмиссии в среде конечной оптической толщины при неподвижных атомах водорода и постоянных по глубине первичных источниках. Показано, что контур α^E описывает распределение атомов по энергии внутри второго квантового уровня. Вследствие ускользания квантов значение α^E в крыльях может быть на несколько порядков меньше величины лоренцовского коэффициента поглощения α^A . Это различие ограничивает использование приближения полного перераспределения, в котором принимается равенство $\alpha^E(x) = \alpha^A(x)$. Снижение крыльев α^E вблизи границы «запирает» $L\alpha$ -излучение, поэтому свечение протуберанцев за счет возбуждения атомов электронными ударами ничтожно мало. Показано, что свечение протуберанцев обеспечивается резонансным рассеянием хромосферного $L\alpha$ -излучения.

LYMAN-ALPHA IN PROMINENCES: THE EFFECT OF THE PHOTON ESCAPES, by Yakovkin N. A., Zel'dina M. Yu.— The H I Lyman- α line has been presented in the form of monochromatic line «continuum», and emission coefficient profiles $\alpha^E(x, \tau)$ were calculated for finite optical thickness medium, the fixed hydrogen atom and prime sources being constant with depth. It is shown that within the second quantum level the energy distribution of atoms is represented by $\alpha^E(x, \tau)$ profile. Owing to photon escapes, $\alpha^E(x)$ in wings may be by several orders of magnitude smaller than the Lorentz profile $\alpha^A(x)$ of the absorption coefficient. This distinction restricts the use of the complete redistribution approximation in which the equality $\alpha^E(x) = \alpha^A(x)$ is assumed. The depression of α^E wings near the boundary «locks up» the $L\alpha$ -radiation in the medium. Therefore the prominence glow caused by atom excitation due to electron impacts is negligible. It is shown that the resonance scattering of the chromospheric $L\alpha$ -radiation adequately explains the observed prominence brightness.

Введение. Теоретические ширины эмиссионных линий $L\alpha$ в случае больших оптических толщин τ_0 протуберанцев не согласуются с наблюдаемыми. Так, если принять полное перераспределение энергии по частотам в элементарном акте рассеяния квантов, то в случае однородной среды с $\tau_0 = 10^8$ вычисленная [2] ширина линии получается на порядок больше, чем в спектре протуберанца: $2\Delta\lambda_{1/2} \approx 0.1$ нм [1, 5, 8]. Если же считать, что происходит монохроматическое рассеяние, то линия оказывается чрезмерно узкой. Частичное перераспределение используется редко [4, 7] ввиду трудоемкости вычислений. К тому же исходные положения этой теории не соответствуют реальным условиям. Действительно, во-первых, распределение по скоростям возбужденных атомов [3], а также элементов турбулентии в атмосфере Солнца не максвелловское; во-вторых, вектор скорости возбужденного атома в течение акта рассеяния изменяется под действием окружающей плазмы [3], что непредсказуемо изменяет энергию кванта.

В данной статье предлагается вариант решения задачи диффузии $L\alpha$ -излучения с учетом трансформации лоренцовского контура коэффициента эмиссии, вызванной ускользанием квантов из протуберанца.

Постановка задачи. Согласно работе [6], распределение населенности по энергии внутри второго квантового уровня атома водорода описывается кривой Лоренца

$$\alpha^A = \alpha^E = (1 + x^2)^{-1}, \quad (1)$$

представляющей собой контур коэффициентов абсорбции и эмиссии классического осциллятора. Безразмерная длина волны $x = \Delta\lambda / (0.5\Delta\lambda_N)$, где $\Delta\lambda_N = 0.37 \cdot 10^{-5}$ нм, численно совпадает с безразмерной энергией x , отсчитываемой от середины квантового уровня.

Заменим вырожденные уровни $2S_{1/2}$, $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$ единым уровнем. Необходимо выяснить, каково распределение населенности по энергии x внутри этого единого квантового уровня атома водорода в реальных объектах, т. е. при отсутствии термодинамического равновесия (ТДР). Оказывается, что в среде конечной оптической толщины в результате ускользания квантов $L\alpha$ через граничные плоскости контур коэффициента эмиссии $\alpha^E(x, \tau)$ трансформируется. В крыльях он может отличаться от контура Лоренца на несколько порядков. Заметим, что контур коэффициента абсорбции α^A не подвержен трансформации — ускользание квантов не изменяет населенности первого уровня.

Итак, нужно определить зависимость от τ не только полной населенности [Н2] второго квантового уровня, но и $\alpha^E(x, \tau)$ — распределения населенности по энергии x внутри уровня на любой глубине τ при неподвижных атомах. Контур коэффициента эмиссии

$$\alpha^E(x, \tau) = S(x, \tau)/S(0, \tau) \quad (2)$$

— отношение функций источников в безразмерной длине волны x и в центре линии $L\alpha$. Эти функции находятся путем решения интегральных уравнений диффузии монохроматического излучения для многих значений x (линия $L\alpha$ заменяется «континуумом» тонких отдельных эмиссионных линий).

Ограничимся случаем плоской однородной среды конечной оптической толщины с первичными источниками, равномерно распределенными по глубине и пропорциональными α^A . Функции источников, полученные в результате решения уравнений, позволяют вычислить, согласно (2), распределение населенностей внутри второго квантового уровня на любой глубине. Введение максвелловского распределения излучающих атомов по скоростям изменит α^E только в центральной части линии $L\alpha$.

Контур коэффициентов эмиссии. Составим интегральное уравнение диффузии монохроматического излучения в плоской однородной среде конечной толщины. Считаются известными электронная температура $T_e = 7200$ К, электронная концентрация $n_e = 10^{11}$ см $^{-3}$, концентрация атомов водорода в основном состоянии [Н1] $= 2 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$, а также оптическая τ_0 и геометрическая l толщины, связанные между собой коэффициентами поглощения в центре линии

$$\sigma_L(0) = \lambda^4 (8\pi^2 c)^{-1} g_2 \langle 2 \rightarrow 1 \rangle_s (g_1 \Delta\lambda_N / 2)^{-1} = 0.94 \cdot 10^{-10}. \quad (3)$$

Коэффициенты спонтанного перехода $\langle 2 \rightarrow 1 \rangle_s$, возбуждения $\langle 1 \rightarrow 2 \rangle^e$ и гашения $\langle 2 \rightarrow 1 \rangle_e$ электронными ударами (последние включают в себя n_e) усреднены по статистическим весам уровней $2S_{1/2}$, $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$.

Функции источников $S(x, \tau)$ в какой-либо безразмерной длине волны x определим по отношению

$$S(x, \tau) = \varepsilon(x, \tau) / \{\sigma_L(0) [\text{Н1}]\}, \quad (4)$$

где $\sigma_L(0)$ [Н1] — объемный коэффициент поглощения в центре линии $L\alpha$. Положим, что нет входящего извне излучения и коэффициент эмиссии $\varepsilon(x, \tau)$ обусловлен диффузным излучением и электронными ударами, т. е. $\varepsilon = \varepsilon^d + \varepsilon^e$, где

$$\varepsilon^d(x, \tau) = \lambda I^d(x, \tau) \alpha^A \sigma_L(0) [\text{Н1}]; \quad (5)$$

$$\varepsilon^e(x) = \lambda \langle 1 \rightarrow 2 \rangle^e \left(\alpha^A \int_0^\infty \alpha^A d\lambda \right) h\nu [\text{Н1}] / (4\pi). \quad (6)$$

Здесь λ — вероятность рождения кванта; в нашем случае двухуровневого атома

$$\lambda = \frac{\langle 2 \rightarrow 1 \rangle_s}{\langle 2 \rightarrow 1 \rangle_s + \langle 2 \rightarrow 1 \rangle_c}. \quad (7)$$

В (6) принято, что энергия, излучаемая 1 см^3 в секунду за счет электронных ударов, составляет $\lambda [H1] \langle 1 \rightarrow 2 \rangle^e h\nu$, а на участок 1 см в длине волны x приходится ее доля $\alpha^A / \int_0^\infty \alpha^A d\lambda$.

Интенсивность диффузного монохроматического излучения в фиксированной длине волны x , усредненная по направлению,

$$I^d(x, \tau) = \frac{1}{2} \int_0^{\tau_0} S(x, t) E_1(\alpha^A |t - \tau|) dt \quad (8)$$

является функцией τ — оптической глубины в центре линии $L\alpha$. Из (4) — (8) следует интегральное уравнение

$$S(x, \tau) = \alpha^A \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau_0} S(x, t) E_1(\alpha^A |t - \tau|) dt + \alpha^A S^*, \quad (9)$$

где

$$S^* = \frac{\lambda \langle 1 \rightarrow 2 \rangle^e h\nu}{\sigma_L(0) 4\pi} / \left(\frac{\Delta\lambda_N}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha^A dx \right). \quad (10)$$

Подставляя в (10) выражения (1), (3), (7) и учитывая вынужденное излучение, находим

$$S^* = (1 - \lambda) S_{\text{ТДР}}, \quad (11)$$

где $S_{\text{ТДР}}(7200 \text{ К}) = 3.3 \cdot 10^{12}$ — функция Планка, а $S^* = 5.5 \cdot 10^6$. Вследствие линейности уравнения (9) его решение можно записать в форме

$$S(x, \tau; \tau_0) = \alpha^A S_{\text{ТДР}} S(T_x; T_{0x}), \quad (12)$$

где $S(T_x; T_{0x})$ — решение следующего уравнения

$$S(T_x) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{T_{0x}} S(z) E_1(|z - T_x|) dz + (1 - \lambda). \quad (13)$$

Здесь $T_{0x} = \alpha^A \tau_0$, $T_x = \alpha^A \tau$, $z = \alpha^A t$ — оптическая толщина среды и оптические глубины в безразмерной длине волны x в области линии $L\alpha$. Точное решение уравнения диффузии монохроматического излучения в плоской среде конечной оптической толщины, по-видимому, неизвестно. Можно предложить следующее решение ($T_0 \equiv T_{0x}$):

$$S(T; T_0) = 1 + a^2 \exp(-kT_0) - a \{ \exp(-kT) + \exp[-k(T_0 - T)] \}, \quad (14)$$

где $k = \sqrt{3(1-\lambda)}$; $a = 1 - \sqrt{1-\lambda}$. Оценка его точности при $1-\lambda = 1.70 \times 10^{-6}$ приведена ниже. Решение (14) симметрично: $S(T; T_0) = S(T_0 - T; T_0)$. Например, на обеих граничных плоскостях функции равны

$$S(0; T_0) = S(T_0; T_0) = \sqrt{1-\lambda} [1 - \exp(-kT_0)] + (1 - \lambda) \exp(-kT_0).$$

Это выражение в случае среды конечной оптической толщины играет роль известной «корневой зависимости» для полубесконечной среды. Действительно, при $T_0 = \infty$ получаем $S(0; \infty) = \sqrt{1-\lambda}$. Если $T_0 = 0$, то $S(0; 0) = 1 - \lambda$, как и должно быть при отсутствии диффузного излу-

чения. Полученная из (14) для полубесконечной среды функция источников

$$S(T; \infty) = 1 - \exp(-kT) + (k/\sqrt{3}) \exp(-kT)$$

практически совпадает с известным [2] решением, в котором вместо члена $(k/\sqrt{3}) \exp(-kT)$ стоит слагаемое $kq(\tau)$. Вследствие малости параметра k и ограниченности функции Хопфа ($1/\sqrt{3} \leq q(\tau) \leq 0.707$)

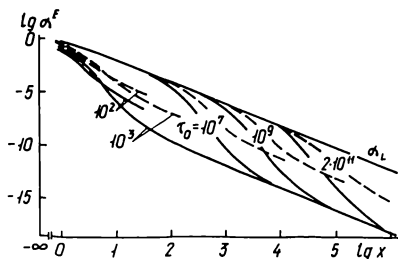
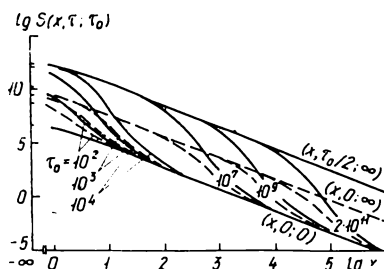


Рис. 1. Функции источников в зависимости от $x = \Delta\lambda / (0.5\Delta\lambda_N)$ при монохроматическом рассеянии в середине ($\tau = \tau_0/2$, сплошные линии) и на краю ($\tau = 0$, штриховые линии) протуберанцев разной оптической толщины τ_0

Рис. 2. Контуры коэффициентов эмиссии (обозначения см. на рис. 1). Верхняя огибающая кривых — лоренцовский контур α^A , т. е. α^E при ТДР

разность этих членов оказывается менее 0.01 % величины $S(T; \infty)$. Далее из (14) следует $S(\infty; \infty) = 1$, что соответствует функции Планка, принятой в (13) за единицу.

При выводе формулы невязки решение (14) подставлялось в (13), выполнялось интегрирование по частям и отбрасывались слагаемые, содержащие малый параметр k в степенях выше первой. Невязка при $\tau > 1$ описывается простой формулой

$$-\Delta S(\tau) \approx (1 - \lambda)(1 - S(\tau))$$

и составляет доли процента $S(\tau)$. В то же время с высокой степенью точности $\Delta S(0; 0) = \Delta S(\infty; \infty) = 0$.

Таким образом, приближенное решение интегрального уравнения (9) диффузии монохроматического излучения в однородной плоской среде конечной оптической толщины при постоянных по глубине первичных источниках $\alpha^A(1 - \lambda)S_{\text{ТДР}}$ в случае $k \ll 1$ имеет такой вид (см. (12) и (14)):

$$S(x, \tau; \tau_0) = \alpha^A S_{\text{ТДР}} \{1 + a^2 \exp(-k\alpha^A \tau_0) - a [\exp(-k\alpha^A \tau) + \exp(-k\alpha^A (\tau_0 - \tau))]\}. \quad (15)$$

На рис. 1 представлены функции источников в зависимости от x для середины ($\tau = \tau_0/2$) и для границ ($\tau = 0$) протуберанца. Верхняя огибающая кривых, для которых $\tau_0 > 10^4$, — это произведение α^A и функции источников при ТДР. Нижняя огибающая соответствует $\tau_0 = 0$. В этом случае диффузное излучение отсутствует, и огибающей является кривая $\alpha^A S^*$, т. е. функция источников совпадает со свободным членом уравнения (2). Расстояние между огибающими соответствует величине $\sqrt{1 - \lambda}$, а их уравнения имеют вид

$$S(x, 0; \infty) = \alpha^A S^* / \sqrt{1 - \lambda}; \quad S(x, \infty; \infty) = \alpha^A S^* / (1 - \lambda). \quad (16)$$

Профили коэффициентов эмиссии, вычисленные согласно (2), показаны на рис. 2. Верхняя огибающая совпадает с кривой Лоренца α^A . При нарушении ТДР кривая α^E ответвляется от кривой α^A . Так, на рис. 2 значению $\lg x = 2$ соответствует $\alpha^A = 10^{-4}$ и при $\tau_0 = 10^7$ [только начинается ответвление, а

при $\tau_0 = 10^3$, когда $\alpha^A \tau_0 \ll 1$, вследствие ускользания квантов величина α^E уменьшается уже в 10^6 раз.

Можно сказать, что кривые α^E являются трансформированными профилями лоренцовских коэффициентов эмиссии. На рис. 3 приведены графики коэффициента трансформации:

$$Q(x, \tau; \tau_0) = \alpha^A(x) / \alpha^E(x, \tau; \tau_0).$$

Итак, если первичные источники не зависят от τ , т. е. $S^* = \text{const}$, то значения коэффициента заключены в пределах $1 \leq Q \leq (1 - \lambda)^{-1}$, при этом Q монотонно увеличивается при продвижении в крылья и при

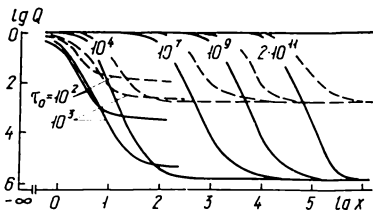


Рис. 3. Коэффициент трансформации $Q = \alpha^A / \alpha^E$. При $\tau_0 \geq 10^4$ в центре протуберанца $1 \leq Q \leq (1 - \lambda)^{-1}$ (сплошные линии), а на краю $Q_{\text{max}} = 1 / \sqrt{1 - \lambda}$ (штриховые линии)

приближении к граничным плоскостям. В общем случае Q сильно зависит от распределения с глубиной первичных источников $S^*(\tau)$, от вероятности ускользания и рождения квантов и в меньшей степени от скоростей атомов. В случае ТДР кванты не ускользают и $Q = 1$. Уменьшение $S^*(\tau)$ с глубиной может привести к значениям $Q < 1$.

Учет эффекта Доплера. Вычисленные функции источников $S(x, \tau; \tau_0)$ монохроматического излучения в линии $L\alpha$ соответствуют неподвижным атомам. При максвелловском распределении излучающих атомов по скоростям профиль коэффициента абсорбции α^A следует считать не лоренцовским, а фойгтвским. В области ядра линии примем $\alpha^A = \exp(-x^2)$, а в крыльях при $x > 3$

$$\alpha^A = \alpha_V(x) \approx \left(\frac{\Delta\lambda_N}{2} / \Delta\lambda_D \right) / (\sqrt{\pi} 2x^2), \quad (17)$$

где $x = \Delta\lambda / \Delta\lambda_D$. Поскольку $\int_0^\infty \sigma_L(\lambda) d\lambda = \int_0^\infty \sigma_V(\lambda) d\lambda$, то S^* , согласно (10),

сохраняет свое численное значение. Следовательно, решение (14), (15) и графики S , α^E , Q в крыльях остаются без изменения. Только значения τ_0 на рисунках нужно умножить на коэффициент

$$\tau_{0V} / \tau_{0L} = \sqrt{\pi} \cdot 0.5 \Delta\lambda_N / \Delta\lambda_D \approx 5 \cdot 10^{-4},$$

если принять $\Delta\lambda_D = 0.006$ нм.

Очевидно, что в области доплеровского ядра профиль α^E_V теперь не описывает распределения населенности по энергии внутри второго квантового уровня, а является гауссианой в соответствии с максвелловским распределением по скоростям. Крылья контуров α^E не очень искажаются эффектом Доплера. Благодаря этому частичное перераспределение в крыльях обычно заменяют монохроматическим рассеянием [4]. Итак, коэффициенты трансформации $Q(x, \tau)$ в крыльях оказываются приблизительно такими же, как и в случае неподвижных атомов. Уточнения здесь нецелесообразны, так как при оценке Q превалирует фактор зависимости первичных источников от τ . В середине протуберанца (на большой оптической глубине в условиях ТДР) профили коэффициентов эмиссии и абсорбции совпадают: $\alpha^E = \alpha^A$ и $Q = 1$.

Следствия трансформации лоренцовского профиля. Прежде всего покажем, что при учете трансформации вычисленная ширина линии $L\alpha$ сравнима с наблюдаемой даже при очень больших оптических толщинах протуберанцев.

Интенсивность $L\alpha$ -излучения, распространяющегося в среде вдоль нормали, на глубине τ определяется выражением $I(x, \tau; \tau_0) = \int_0^\tau S(t) \exp[-\alpha^A \times (\tau - t)] dt$. Выполняя интегрирование и отбрасывая слагаемые, содержащие множители $\exp(-\alpha^A \tau)$, находим

$$I(x, \tau; \tau_0) = 1 + a^2 \exp(-k\alpha^A \tau_0) - [a/(1 - k)] \exp(-k\alpha^A \tau) - [a/(1 + k)] \exp[-k\alpha^A (\tau_0 - \tau)],$$

т. е. $I(x, \tau; \tau_0) \approx S(x, \tau; \tau_0)/\alpha^A$. В центре линии почти повсюду ($k\tau_0 \gg k\tau \gg 1$) имеем чернотельное излучение $I(0) = 1$. Иная картина близ границы ($\tau = \tau_0$): интенсивность там равна интенсивности выходящего из среды излучения

$$I(x, \tau_0; \tau_0) \approx 3.6 \cdot 10^{-3} [1 - \exp(-k\alpha^A \tau_0)], \quad (18)$$

т. е. она на три порядка меньше чернотельной. Коэффициент $3.6 \cdot 10^{-3}$ превышает (примерно в 2.5 раза) значение $\sqrt{1 - \lambda} = 1.3 \cdot 10^{-3}$, соответствующее (см. (16)) «корневой зависимости». В данном случае при сравнении с S интенсивность следует усреднить по углу. Контур не имеет депрессии в центре линии, так как в (15) выражение $\alpha^A(x)$ входит в показатели экспонент, которые быстро увеличиваются с увеличением x , поэтому функция источников с возрастанием эффективной глубины монотонно уменьшается от 1 до 0.

Полная полуширина контура $2\Delta\lambda_{1/2} = 2x_{1/2}\Delta\lambda_D$ вычисляется согласно условию $I(x_{1/2}) = I(0)/2$, т. е. $\exp(-k\alpha^A_{1/2}\tau_0) = 1/2$, где $x_{1/2}$ находится из (17). Получаем

$$2\Delta\lambda_{1/2} = (\Delta\lambda_N \Delta\lambda_D k\tau_0 / \sqrt{\pi})^{1/2} / \sqrt{\ln 2} = 6.4 \cdot 10^{-6} \sqrt{\tau_0} \text{ нм}. \quad (19)$$

Так, при $\tau_0 = 10^8$ полная полуширина $2\Delta\lambda_{1/2} = 0.06$ нм. В среде значение $2\Delta\lambda_{1/2}$ вдвое меньше, так как вместо τ_0 в (19) и в $\exp(-\alpha^A \tau)$ подставляется $\tau_0/2$. Как видим, рассчитанная ширина линии соответствует наблюдениям.

Оценим время $t_{1/2}$, в течение которого при выключении источников энергии плотность излучения в среде уменьшится вдвое. Энергия поля $L\alpha$ -излучения в расчете на 1 см^2 граничной плоскости $E = l \cdot 0.5 I_{\text{ТДР}} \cdot 2\Delta\lambda_{1/2} (4\pi/c)$. Если $\tau_0 = 10^8$, то геометрическая толщина $l = \tau_0/\sigma(0) [\text{H1}] = 2 \cdot 10^9 \text{ см}$ (с помощью коэффициента 0.5 приближенно учитывается изменение плотности излучения с глубиной). Излучение через обе граничные плоскости $\Delta E = 2I_{\text{ТДР}} \pi \times \times 0.0036 \cdot 2\Delta\lambda_{1/2}$. Отсюда получим порядок величины $t_{1/2} = 0.5E/\Delta E \approx \approx 10$ с. Среда высвечивается медленно — в течение нескольких секунд, так как интенсивность выходящего излучения в 300 раз меньше интенсивности внутри среды. Это связано, в частности, с тем, что мы приняли равномерное распределение источников энергии по глубине.

Можно заключить, что излучение протуберанцев в линии $L\alpha$ за счет возбуждения атомов электронными ударами ничтожно мало. Свечение протуберанцев обусловлено рассеянием хромосферного $L\alpha$ -излучения. Действительно, пусть первичные источники в среде образуются при поглощении хромосферного излучения $I^\circ(x)$, которое считаем изотропным. Соответственно свободный член в уравнении (9), дополненный пренебрежимо малым слагаемым $(1 - \lambda)I^\circ \alpha^A \omega$, запишем в виде

$$\alpha^A S^*(x, \tau) = \{(1 - \lambda) + 0.5\lambda [E_2(\alpha^A \tau) + E_2(\alpha^A (\tau_0 - \tau))]\} I^\circ(x) \alpha^A \omega, \quad (20)$$

где ω — коэффициент дилуции. В этом случае уравнение (9) имеет точное решение

$$S(x) = \omega \alpha^A I^\circ(x), \quad (21)$$

в чем можно убедиться, подставив это решение в (9).

Интенсивность $L\alpha$ -излучения протуберанца вдоль нормали выражается формулой

$$I(x) = \int_0^{\tau_0} S(x) \exp(-\alpha^A t) dt \approx \omega I^{\odot}(x),$$

т. е. оно отличается от интенсивности хромосферного излучения только коэффициентом дилуции, что и требовалось показать. Учет эффекта Доплера изменит картину незначительно.

Судя по рис. 3, можно считать, что в случае $S^* = \text{const}$ коэффициент трансформации Q в среднем пропорционален x^{-3} и поэтому в далеких крыльях оказывается $\alpha^E \propto x^{-5}$.

Таким образом, вместо «крыльев затухания», пропорциональных x^{-2} , должны наблюдаться «крылья ускользания», пропорциональные x^{-5} . Это влечет за собой несколько следствий. Например, электронную концентрацию, пожалуй, не следует определять по форме наблюдаемого крыла линии $L\alpha$. Далее, в теории диффузии излучения обычно пользуются гипотезой полного перераспределения энергии по частотам (ППЧ), полагая $\alpha^E = \alpha^A$. Это равенство справедливо при ТДР или при некотором специальном распределении (см. (20)) первичных источников. Во многих случаях профили могут различаться на несколько порядков. В случае ППЧ ядро интегрального уравнения следует писать в виде

$$K(|\tau - t|, \tau) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha^E(x, \tau) \alpha^A E_1(\alpha^A |\tau - t'|) dx.$$

Поскольку α^E заранее неизвестно (рис. 3 для оценки Q относится к случаю $S^* = \text{const}$), то само ядро является неизвестной функцией.

Заключение. Получено приближенное решение интегрального уравнения диффузии монохроматического излучения в среде конечной оптической толщины. Показано, что распределение населенности по энергии внутри второго квантового уровня атома водорода описывается трансформированной кривой Лоренца. Трансформация происходит из-за ускользания квантов, что нарушает ТДР, снижает плотность диффузного излучения и, естественно, сокращает крылья кривой Лоренца.

В результате этого контур $L\alpha$ даже при очень больших оптических толщинах $\tau_0 = 10^8$ (при постоянных по глубине первичных источниках) оказывается узким — порядка 0.1 нм. Показано, что контур коэффициента эмиссии может отличаться от контура коэффициента абсорбции на несколько порядков. Коэффициент трансформации $Q = \alpha^A / \alpha^E$ зависит от x и τ , причем $1 \leq Q \leq (1 - \lambda)^{-1}$. Очевидно, что ядро интегрального уравнения диффузии излучения при ППЧ теперь зависит не только от разности $|\tau - t|$, но и от Q , функции заранее неизвестной. На больших глубинах «в условиях ТДР» профили коэффициентов эмиссии и абсорбции совпадают; если x не слишком велики, то приемлемо ППЧ.

Показано, что $L\alpha$ -излучение протуберанцев за счет возбуждения атомов электронными ударами ничтожно мало. Протуберанцы светятся в линии $L\alpha$ благодаря резонансному рассеянию хромосферного $L\alpha$ -излучения.

Благодарим Э. Г. Яновицкого за полезные замечания.

1. Брукс А. В., Гречко Г. М., Губарев А. А. и др. Результаты спектральных исследований солнечных активных областей на «Салюте-4» // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. — 1979. — 59. — С. 3—29.
2. Жаркова В. В. Перенос $L\alpha$ -излучения водорода в оптически толстых слоях // Астромерия и астрофизика. — 1983. — Вып. 49. — С. 32—39.
3. Иванов В. В. Перенос излучения и спектры небесных тел. — М.: Наука, 1969. — 472 с.
4. Яковкин Н. А., Зельдина М. Ю. Поле $L\alpha$ -излучения в хромосферном волокне // Астрон. журн. — 1968. — 45, вып. 1. — С. 50—61.

5. *Basri G. S., Linsky J. L., Bartoe J. et al.* Lyman-alpha rocket spectra and models of quiet and active solar chromosphere based on partial redistribution diagnostics // *Astrophys. J.*— 1979.— 230, N 3.— P. 924—949.
6. *Omont A., Smith E. W., Cooper J.* Redistribution of resonance radiation. I. The effect of collisions // *Ibid.*— 1972.— 175, N 1.— P. 185—199.
7. *Roussel-Dupre D.* H I Lyman-alpha in the Sun: the effects of partial redistribution in the line wings // *Ibid.*— 1983.— 272, N 2.— P. 723—738.
8. *Vial J. C.* Optically thick lines in a quiescent prominence: profiles of $\text{Ly}\alpha$, $\text{Ly}\beta$ (H I), k and h (Mg II) and K and H (Ca II) lines with the OSO 8 LPSP instrument // *Ibid.*— 1982.— 253, N 1.— P. 330—352.

Астрон. обсерватория
Киев. ун-та им. Т. Г. Шевченко

Поступила в редакцию
29.04.87

РЕФЕРАТ ДЕПОНИРОВАННОЙ РУКОПИСИ

УДК 523.64

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ КОМЕТ ОСТИНА 1982 VI, ЧУРЮМОВА — ГЕРАСИМЕНКО 1982 VIII, ТЕМПЕЛЯ 1 1983 XI, КОПФА 1983 XIII, ДЖАКОБИНИ — ЦИННЕРА 1985 XIII / Розенбуш В. К., Розенбуш А. Э., Сосонкин М. Г., Котышев В. В.

(Рукопись деп. в ВИНТИ; № 1889-В88)

В 1982—1985 гг. проведены спектральные наблюдения комет, яркость которых позволила выполнить лишь качественные исследования.

Комета Остина 1982 VI (11—16 сентября 1982 г., 60-см телескоп АИ АН УзССР с ЭОП ФКТ-1А на горе Майданак, спектральный диапазон $\lambda\lambda$ 800—900 нм): зарегистрированы полосы Филлипа молекулы C_2 , красной системы молекулы CN.

Комета Чурюмова—Герасименко 1982 VIII (октябрь 1982 г.—январь 1983 г., 70-см телескоп ГАО АН УССР со спектрографом UAGS и ЭОП УМ-92, $\lambda\lambda$ 360—750 нм): наблюдались сильный континуум и полоса CN (0, 0) λ 388.3 нм; полосы C_2 не зарегистрированы ни в одну из восьми дат наблюдений; в одну из дат на достаточно ярком континууме видны линии поглощения H и K Ca II; получены распределения энергии в спектре.

Кометы Темпеля 1 1983 XI и Копфа 1983 XIII (конец мая—начало июня 1983 г., 1-м телескоп ИА АН ТаджССР со спектрографом UAGS, $\lambda\lambda$ 360—500 нм): у первой кометы в одну из дат наблюдался лишь непрерывный спектр, затем появилась эмиссия CN (0, 0); вторая комета имела более богатый эмиссионный спектр — полосы CN (0, 0) (отношение интенсивностей ветвей P и R около 2.2), CN (0, 1) (отношение интенсивностей этих двух полос равно 3.8) и полоса C_2 (1, 0); построен фотометрический профиль эмиссии CN (0, 0).

Комета Джакобини—Циннера 1985 XIII (3—17 сентября 1985 г., 60-см телескоп ВНБ «Терскол» ГАО АН УССР со спектрографом UAGS, $\lambda\lambda$ 360—500 нм): наблюдались узкий непрерывный спектр; яркая эмиссия CN (0, 0) (простиралась на $280''$) и слабые эмиссии CN (0, 1) и C_3 λ 405 нм; полоса C_2 (1, 0) не видна.