

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

ФЕВРАЛЬ, 1980

ВЫПУСК 1

УДК 523.035.2

РАСШИРЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ЭЛЕКТРОННЫМ РАССЕЯНИЕМ. III. ЭМИССИОННАЯ ЛИНИЯ

В. Г. ВЕДМИЧ

Поступила 20 апреля 1979

Вычислены профили эмиссионных линий, образующихся в плоском полубесконечном слое, в котором фотоны изотропно рассеиваются в линии и на свободных электронах. Считается, что рассеяние в линии происходит с полным перераспределением по частотам, а при электронном рассеянии — согласно закону перераспределения, полученному Хаммером и Михаласом. Вычисления произведены для доплеровского профиля коэффициента поглощения в линии при экспоненциальном распределении первичных источников. Найдена асимптотическая формула для интенсивности выходящего излучения в крыле линии.

1. *Введение.* В предыдущей работе автора [1] были рассчитаны профили спектральных линий, расширенных электронным рассеянием (ЭР) при чистом поглощении в линии, с учетом излучения и поглощения в континууме. В настоящей статье описаны алгоритмы вычислений и представлены профили спектральных линий, образующихся в плоской полубесконечной среде при условии, что фотоны рассеиваются и в линии, и на свободных электронах. Рассеяние в линии и на электронах считалось изотропным, причем предполагалось, что рассеяние в линии происходит с полным перераспределением по частоте. Как и в [1], при вычислениях был принят доплеровский коэффициент поглощения в линии и функция перераспределения по частоте при ЭР, зависящая от модуля разности аргументов [2]. Распределение мощности первичных источников излучения в линии было принято экспоненциальным.

Расчеты производились, в основном, методом разделения рассеяний, описанным в [3]. Для контроля ряд вычислений проделан методом двумерного линейного интегрального уравнения, выведенного в [3]. Кроме того, как и в [1], для интенсивности излучения, выходящего из среды.

получена асимптотическая формула, удовлетворительно описывающая линию.

В данной работе формулы статьи [3] мы будем нумеровать, ставя вначале римскую цифру I.

2. Основные уравнения и формулы. Исходное уравнение переноса излучения (I.1) для рассматриваемого случая принимает вид

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu, x)}{d\tau} = -[\alpha(x) + \beta] I(\tau, \mu, x) + \int_{-\infty}^{\infty} R(x, x') J(\tau, x') dx' + \alpha(x) S_L^0(\tau), \quad (1)$$

с обычным начальным условием $I(0, \mu, x) = 0$ при $-\infty < x < \infty$ и $0 < \mu \leq 1$, функция $R(x, x')$ дается формулой

$$R(x, x') = A\alpha(x)\alpha(x') + \frac{\beta}{\gamma} R\left(\frac{|x - x'|}{\gamma}\right), \quad (2)$$

причем $\alpha(x) = e^{-x^2}$, $A = \frac{1}{\sqrt{\pi}}$,

$$R(y) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{|y|}{2}}^{\infty} e^{-z^2} (2z - |y|) dz. \quad (3)$$

Так как поглощения в континууме нет, то отношение коэффициента рассеяния на электронах к коэффициенту поглощения в центре линии будем обозначать просто β .

Согласно методу разделения рассеяний интенсивность излучения в безразмерной частоте x , выходящего из слоя под углом $\arccos \mu$ к нормали, представляется в виде

$$I(\mu, x) = I_0\left(\mu, \frac{x}{\gamma}\right) + I_L(\mu, x), \quad (4)$$

где в соответствии с (I.13)

$$I_L(\mu, x) = i_0(\mu, x) + \frac{\alpha(x)}{\alpha(x) + \beta} i_L(z), \quad (5)$$

при $z = \frac{\mu}{\alpha(x) + \beta}$.

Функция $i_0(\mu, x)$ определяется формулой (1.26) при $I_c(z) = 0$:

$$i_0(\mu, x) = -I_c(\mu, 0) + \frac{\beta}{\alpha(x) + \beta} I_c(\beta z, 0), \quad (6)$$

а функции $i_L(z)$ и $I_c(z, 0)$ находятся из решения системы уравнений, которые получаются из уравнений [3] при $\beta_c = 0$, $\beta = \beta_c$, $I_c = I_c^0 = 0$:

$$i^0(z) = I_L^0(z) - \frac{\lambda}{2} \int_{\frac{\beta}{1+\beta}}^1 \left[1 - G_0\left(\frac{z'}{1-z'} \frac{1}{\beta}\right) \right] [I_c(\beta z, 0), z'] dz' + \quad (7)$$

$$+ \frac{\lambda\beta}{\pi\gamma} \int_0^\infty Q_1(\beta z, \beta z', 0) \frac{zv(z) - z'v(z')}{z - z'} dz' + \frac{\lambda}{\pi\gamma} v(z) \int_0^1 [\varphi_1(\beta z, u) - 1] du,$$

$$i_L(z) = H_D(z) \left\{ i^0(z) + \frac{\lambda}{2} \int_0^{1/\beta} G\left(\frac{z'}{1-\beta z'}\right) \frac{R_L(z')}{H_D(z')} \frac{zi^0(z) - z'i^0(z')}{z - z'} dz' \right\}, \quad (8)$$

$$v(z) = \frac{1}{2A} \int_0^{1/\beta} G_0\left(\frac{z'}{1-\beta z'}\right) [i_L(z), z'] dz' - \quad (9)$$

$$- \int_{\frac{\beta}{1+\beta}}^1 \kappa\left(\frac{z'}{1-z'} \frac{1}{\beta}\right) [I_c(\beta z, 0), z'] dz',$$

$$I_c(z, 0) = \frac{f(z, 0)}{\pi\gamma} v(z/\beta) + \frac{1}{\pi\gamma} \int_0^\infty Q_2(z, z', 0) \frac{zv(z/\beta) - z'v(z'/\beta)}{z - z'} dz', \quad (10)$$

где $H_D(z)$ — H -функция, вычисляемая по формуле (1.38); $G_k(z)$ — стандартные функции, определяемые формулой (1.16), при этом для случая $\alpha(x) = e^{-x}$, $\kappa(z) = \sqrt{\ln z}$; $R_L(z)$ вычисляется по формуле (1.39), а $I_L^0(z)$ определяется мощностью первичных источников в линии по формуле (1.6), для случая $S_L^0(\tau) = e^{-\tau/\tau_0}$,

$$I_L^0(z) = \frac{z_0}{z + z_0}.$$

Обозначение $[i_L(z), z']$ согласно (1.7) означает

$$[i_L(z), z'] = \frac{zi_L(z)}{z+z'} + \frac{zi_L(z) - z'i_L(z')}{z-z'}, \quad (11)$$

а функции $f(\mu, y)$ и $Q_n(\mu, \mu', y)$ определяются формулами

$$f(\mu, y) = \int_0^\infty \lambda_\epsilon(u) \varphi_1(\mu, u) \cos uy du, \quad (12)$$

$$Q_n(\mu, \mu', y) = \begin{cases} \frac{1}{2} \int_0^\infty \lambda_\epsilon^n(u) \varphi_1(\mu, u) \frac{R_\epsilon(\mu', u)}{\varphi_1(\mu', u)} \cos uy du, & 0 \leq \mu' \leq 1, \\ \frac{1}{2} \lambda_\epsilon^n(u) \frac{\varphi_1(\mu, u)}{\mu' \varphi_1(\mu', u)} \frac{u(\mu') \cos uy}{\lambda_\epsilon(u) [1 + u^2(\mu')] - 1}, & \mu' > 1. \end{cases} \quad (13)$$

В формулах (12), (13): $\lambda_\epsilon(u) = \frac{1 - e^{-u^2}}{u^2}$; $\varphi_1(\mu, u) = \varphi(\mu, \lambda_\epsilon(u))$ — функция Амбарцумяна; функция $R_\epsilon(\mu, u)$ дается выражением (1.33) при замене λ_ϵ на $\lambda_\epsilon(u)$, а функция $u(\mu)$ определяется уравнением

$$\lambda_\epsilon(u) \frac{\mu}{2} \ln \frac{\mu+1}{\mu-1} = 1, \quad 1 < \mu < \infty. \quad (14)$$

Наконец, электронная составляющая полной интенсивности находится по формуле

$$I_\epsilon(\mu, y) = \frac{f(\mu, y)}{\pi\gamma} v(\mu/\beta) + \frac{1}{\pi\gamma} \int_0^\infty Q_2(\mu, \mu', y) \frac{\mu v(\mu/\beta) - \mu' v(\mu'/\beta)}{\mu - \mu'} d\mu'. \quad (15)$$

3. *Схема вычислений.* Последовательность расчетов была следующей:

1. Вычисляем функцию $u(\mu)$, для данных β и λ находим $H_D(z)$, затем $G(z/1 - \beta z) R_L(z)/H_D(z)$, $f(\mu, 0)$, $f(\mu, y)$, $Q_n(\mu, \mu', 0)$ при $n = 1, 2$ и $Q_2(\mu, \mu', y)$;
2. Решаем систему уравнений (7)–(10);
3. Находим $I_\epsilon(\mu, y)$ по формуле (15);
4. Находим полный профиль линии по формуле

$$I(\mu, x) = I_\epsilon\left(\mu, \frac{x}{\gamma}\right) + \frac{\beta}{\alpha(x) + \beta} I_\epsilon(\beta z, 0) - I_\epsilon(\mu, 0) + \frac{\alpha(x)}{\alpha(x) + \beta} i_L(z). \quad (16)$$

Вычисления, в основном, производились так же, как и в [1] — предварительно изучались особенности функций и в необходимых случаях находились их асимптотики, при этом использовались известные асимптоти-

ческие разложения [4]. Функция $R_L(z)$ вычислялась по формуле (1.35), а $H_D(z, \lambda, \beta)$ — по известному интегральному представлению (см. [4], гл. V). Методика вычислений была такая же, как в [5]. При вычислении функций $f(\mu, y)$, $Q_2(\mu, \mu', y)$ значения μ и μ' задавались в узлах квадратурной формулы Лагерра [6] порядка 15 и 20, а по y строилась сетка с неравномерным шагом в пределах $0 \leq y \leq 20$. При вычислении $Q_1(\beta z, \beta z', 0)$ значения z выбирались такими, как и μ , а z' так, чтобы $0 \leq \beta z' \leq 10\,000$ при $\beta = 0.001, 0.01, 0.05, 0.1$.

Система уравнений (10)–(13) решалась итерациями. За начальное приближение принималось $i^0(z) = I_L^0(z)$, $I_e(z, 0) = 0$. Все интегралы разбивались на части в соответствии с шагом таблиц функций $G_0(z)$, $G_1(z)$ и особенностями подынтегральных функций. При этом делались соответствующие замены переменных и использовались квадратурные формулы Симпсона, Лагерра и Эрмита [6]. Все искомые функции вычислялись в узлах квадратурной формулы Лаггера порядка 15 и 20. В тех случаях, когда требовалось, использовалась интерполяция и численное дифференцирование с помощью стандартной подпрограммы. Экстраполяция производилась по асимптотикам: $i^n(z) \sim \sim 1/z$, $v(z) \sim \ln z/z$, $i_L(z) \sim 1/z^2$, $I_e(z, 0) \sim 1/\sqrt{z}$. В выражениях типа $(zf(z) - z'f(z'))/(z - z')$ неопределенность раскрывалась по правилу Лопиталя. Для контроля применялось сравнение значений функций, найденных при различном числе узлов, а также тот факт, что при первой итерации уравнение (11) должно давать

$$i_L^{(1)}(z) = \frac{z_0}{z + z_0} H_D(z_0, \lambda, \beta) H_D(z, \lambda, \beta). \quad (17)$$

В зависимости от значений β и z_0 требовалось сделать 3–5 итераций, причем итерирование прекращалось при достижении абсолютной точности 0.01 в значениях $I_e(z, 0)$.

4. Асимптотическая формула. В соответствии с (1.11) и (1.12) имеем приближенные уравнения

$$\begin{aligned} \mu \frac{dI_L(\tau, \mu, x)}{dx} = & - [\alpha(x) + \beta] I_L(\tau, \mu, x) + \\ & + \lambda A \alpha(x) \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x') J_L(\tau, x') dx' + \alpha(x) S_L^u(\tau), \end{aligned} \quad (18)$$

$$\mu \frac{dI_e(\tau_c, \mu, y)}{d\tau_c} = -I_e(\tau_c, \mu, y) + \int_{-\infty}^{\infty} R(y-y') J_e(\tau_c, y') dy' + \frac{1}{\gamma} R(y) \int_{-\infty}^{\infty} J_L\left(\frac{\tau_c}{\beta}, x\right) dx, \quad (19)$$

описывающие обе составляющие интенсивности излучения. При написании (18) мы пренебрегли в (1.12) дополнительными источниками $\lambda J_e(\tau_c, 0)$ и $I_e(\tau_c, \mu, 0)$. Тогда для $S_L^0(\tau) = e^{-\tau/z_0}$ из (18) получаем

$$I_L(0, -\mu, z) \equiv I_L(\mu, x) = \frac{\alpha(x)}{\alpha(x) + \beta} \frac{H_D(z_0) H_D(z)}{z + z_0} z_0, \quad (20)$$

где $z = \frac{\mu}{\alpha(x) + \beta}$.

К (19) применим преобразование Фурье по частотам:

$$\mu \frac{d\tilde{I}_e(\tau_c, \mu, u)}{d\tau_c} = -\tilde{I}_e(\tau_c, \mu, u) + \tilde{R}(u) \tilde{J}_e(\tau_c, u) + \frac{1}{\gamma} \tilde{R}(u) \tilde{J}_L\left(\frac{\tau_c}{\beta}\right), \quad (21)$$

где

$$\tilde{R}(u) = \int_{-\infty}^{\infty} R(|y|) e^{-iuy} dy = \frac{1 - e^{-u^2}}{u^2}.$$

Но из (18)

$$J_L(\tau, x) = \frac{\alpha(x)}{2} \int_0^{\infty} E_1([x(x) + \beta]|\tau - \tau'|) S(\tau') d\tau' \quad (22)$$

при обычном обозначении

$$S(\tau) = \lambda A \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x') J_L(\tau, x') dx' + S_L^0(\tau).$$

Вынесем из-под интеграла в (22) $S(\tau')$ при $\tau' = \tau$ (это приближение иногда используется при решении уравнения для функции источников в движущейся среде; поскольку нас интересуют крылья линии, то можно думать, что такой прием допустим и в нашем случае). Получаем

$$J_L(\tau, x) \approx \frac{\alpha(x)}{2} S(\tau) \frac{2 - E_2([\alpha(x) + \beta]\tau)}{2}. \quad (23)$$

Поскольку $0 \leq E_2(z) \leq 1$, то примем, что

$$J_L(\tau, x) \approx \frac{\alpha(x)}{2} S(\tau). \quad (24)$$

Используя такой же прием в уравнении

$$S(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^\infty K(|\tau - \tau'|, \beta) S(\tau') d\tau' + S_L^0(\tau), \quad (25)$$

получаем

$$S(\tau) \approx \frac{S_L^0(\tau)}{1 - \frac{\lambda}{2} a [1 - \beta \delta(\beta)]}, \quad (26)$$

где $1 \leq a \leq 2$ и $\delta(\beta)$ — стандартная функция [4]:

$$\delta(\beta) = A \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha(x)}{\alpha(x) + \beta^2} dx.$$

Следовательно,

$$J_L(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} J_L(\tau, x) dx \approx \frac{S_L^0(\tau)}{2A \left\{ 1 - \frac{\lambda}{2} a [1 - \beta \delta(\beta)] \right\}}. \quad (27)$$

Аналогично упрощая свободный член, имеем приближенное уравнение

$$\tilde{J}_e(\tau_c, u) = \frac{\bar{R}(u)}{2} \int_0^\infty E_1(|\tau_c - \tau'_c|) \tilde{J}_e(\tau'_c, u) d\tau'_c + \frac{\bar{R}(u)}{\gamma} \bar{J}_L\left(\frac{\tau_c}{\beta}\right). \quad (28)$$

Поэтому

$$\begin{aligned} \bar{I}_e(0, -\mu, u) \equiv \tilde{I}_e(\mu, u) &= \bar{R}(u) \int_0^\infty e^{-\frac{\tau_c}{\mu}} \tilde{J}_e(\tau_c, u) \frac{d\tau_c}{\mu} + \\ &+ \frac{\bar{R}(u)}{\gamma} \int_0^\infty e^{-\frac{\tau_c}{\mu}} \bar{J}_L\left(\frac{\tau_c}{\beta}\right) \frac{d\tau_c}{\mu}. \end{aligned} \quad (29)$$

Учитывая (1.22), (27) и (28), находим

$$\tilde{I}_e(\mu, u) \approx \frac{z_0}{z_0 + \mu} \frac{\tilde{R}^2(u)}{\gamma} \frac{\varphi_1(z_0, \tilde{R}(u)) \varphi_1(\mu, \tilde{R}(u))}{2A \left(1 - \frac{\lambda}{2} a [1 - \beta \delta(\beta)]\right)} + \frac{\tilde{R}(u)}{\gamma} v(\mu/\beta). \quad (30)$$

При обращении (30) учтем четность $\tilde{R}(u)$ и то, что при $y \gg 1$ главный вклад в интеграл дает область $u \ll 1$, для которой $1 - \tilde{R}(u) \ll 1$, что позволяет использовать асимптотику функции $\varphi(\mu, \lambda)$ при $1 - \lambda \ll 1$.

Заменяя, кроме того, один множитель $\tilde{R}(u)$ в квадратичном члене на 1, после несложных преобразований получаем асимптотику электронной составляющей интенсивности излучения.

$$I_e(\mu, y) \approx \frac{z_0}{z_0 + \mu} \frac{\varphi(z_0, 1) \varphi(\mu, 1)}{2A\gamma \left(1 - \frac{\lambda}{2} a [1 - \beta \delta(\beta)]\right)} \times \\ \times \left[R(y) + \frac{\sqrt{6}\mu}{\pi y^2} \right] + \frac{R(y)}{\gamma} v(\mu/\beta). \quad (31)$$

С учетом (20) для полной интенсивности линии излучения имеем асимптотическую формулу

$$I(\mu, x) = I_L(\mu, x) + I_e\left(\mu, \frac{x}{\gamma}\right) \approx \frac{\alpha(x)}{\alpha(x) + \beta} \frac{H_D(z_0) H_D(z)}{z_0 + z} z_0 + \\ + \frac{1}{\gamma} R\left(\frac{x}{\gamma}\right) [v(\mu/\beta) + g(\mu, z_0, \beta)] + \frac{\sqrt{6}\gamma}{\pi} \frac{g(\mu, z_0, \beta)}{x^2} \mu, \quad (32)$$

где

$$g(\mu, z_0, \beta) = \frac{z_0}{z_0 + \mu} \frac{\varphi(z_0, 1) \varphi(\mu, 1)}{2A \left(1 - \frac{\lambda}{2} a [1 - \beta \delta(\beta)]\right)}. \quad (33)$$

5. *Обсуждение результатов.* Часть полученных результатов представлена на рисунках. На рис. 1 показано влияние параметра ЭР β на профиль линии. Если сравнить профили для случаев а) $\beta = 0$, б) $R(x) = 0$ при $\beta = 0.01$ и в) $R(x) \neq 0$ при $\beta = 0.01$, то можно заключить следующее:

1. Учет ЭР только как добавки к поглощению приводит к сужению линии, сглаживанию ее максимумов и более быстрому убыванию интенсивности в крыльях.

2. При учете рассеяния на электронах интенсивность в центре линии слегка увеличивается (т. к. фотоны, попадая в крылья, быстрее покидают среду и тем самым истинное поглощение испытывает меньшая их доля), чуть сильнее сглаживаются максимумы линии, в силу чего ядро линии слегка уширяется и появляются крылья, протяженность и мощность которых растет с ростом β . На этом же рисунке показано влияние параметра γ , увеличение которого приводит к увеличению протяженности и мощности далеких крыльев за счет более сильного сглаживания ядра линии.

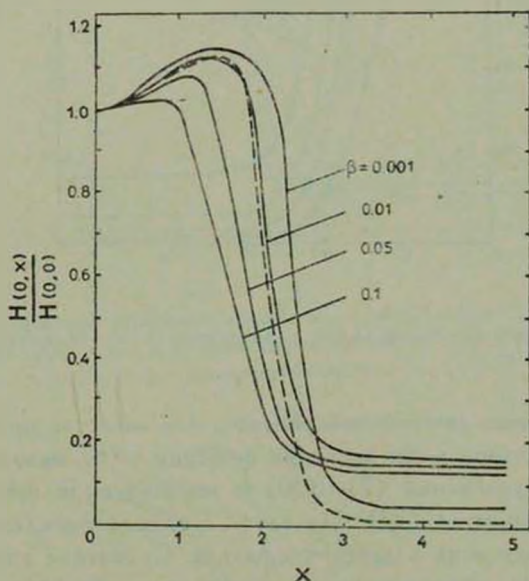


Рис. 1. Влияние величины β на профиль линии для случая $z_0 = 10$, $\lambda = 1.0$, $\gamma = 42.8$. Пунктиром показан профиль линии при $\beta = 0.01$, $z_0 = 10$, $\lambda = 1.0$, $\gamma = 320$.

Рис. 2 дает представление о характере профилей линий в зависимости от скорости убывания мощности первичных источников с глубиной. Зависимость имеет обычный характер [4], за тем исключением, что ЭР сглаживает максимумы и образует протяженные крылья линии.

Рис. 3 характеризует изменения профилей линий по диску звезды. При уменьшении μ ядро линии меняется незначительно, но в крыльях изменения достаточно существенны. Это вполне понятный эффект, поскольку при уменьшении μ в среднем увеличивается длина пути фотона в среде до его выхода.

Наконец, на рис. 4 представлены профили линий для различных λ . Как и следовало ожидать, при уменьшении λ уменьшается интенсивность

излучения в ядре линии, что приводит и к уменьшению мощности и протяженности крыльев.

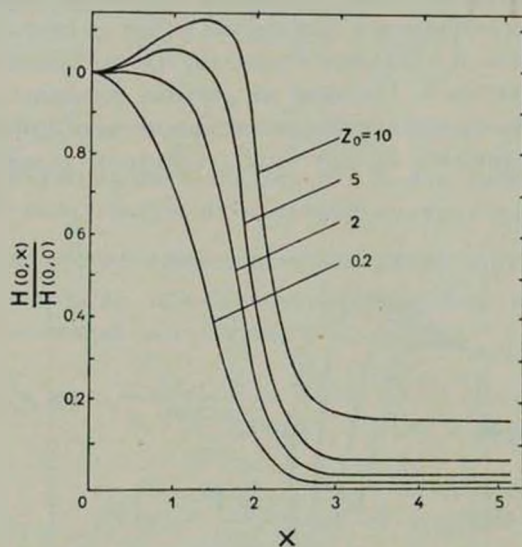


Рис. 2. Изменение профилей линий в зависимости от величины z_0 для случая $\beta = 0.01$, $\lambda = 1.0$, $\gamma = 42.8$.

Приведены также две таблицы. В табл. 1 в качестве примера для одного набора параметров даны значения функции $v(z)$, находимой при решении системы уравнений (7)–(10) и используемой при расчетах по асимптотической формуле (32). По табл. 2 можно проследить характер профиля линии излучения в далеких крыльях. Сравнение значений интенсивности излучения, вычисленных по точной формуле (16) и асимптоти-

Таблица 1
ФУНКЦИЯ $v(z)$ ($\beta_0 = 0.01$, $z_0 = 0.2$, $\lambda = 1.0$, $\gamma = 42.8$)

z	0.1	0.5	1.2	2.3	3.7	5.4	7.6	10.1	13.1	16.6	20.8	25.6	31.4	38.5	48.0
$v(z)$	0.86	0.72	0.56	0.49	0.43	0.36	0.31	0.27	0.23	0.20	0.17	0.14	0.12	0.10	0.08

ческой (32), показывает, что асимптотическая формула удовлетворительно описывает весь профиль линии. При этом надо отметить следующее:

1. Во втором слагаемом формулы (32), описывающем промежуточную (между ядром и крыльями линии) часть профиля, при вычислении функции $g(\mu, z_0, \beta)$ следует брать параметр $\alpha \geq 1$.

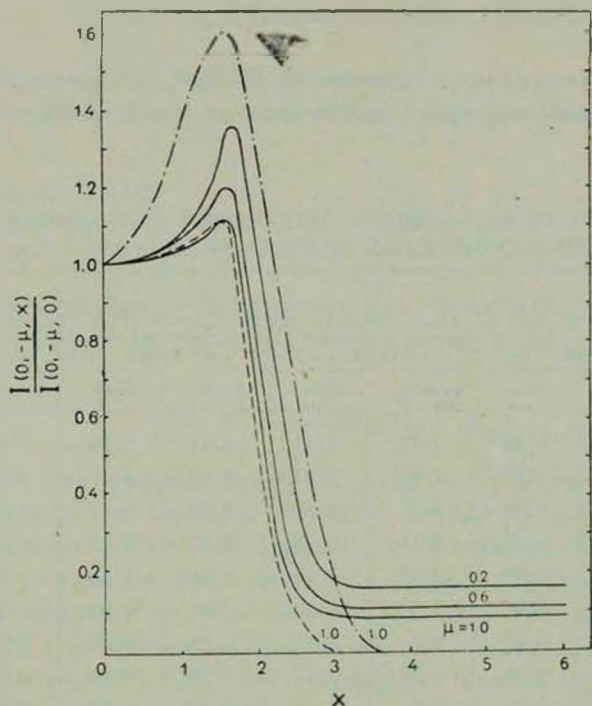


Рис. 3. Изменение профилей линий по диску звезды для $\beta = 0.01$, $x_0 = 10$, $\lambda = 1.0$, $\gamma = 42.8$. Для $\mu = 1$ показаны также профили: а) $\beta = 0$ — пунктирная линия, б) $R_e = 0$ при $\beta = 0.01$ — штрих-пунктирная линия.

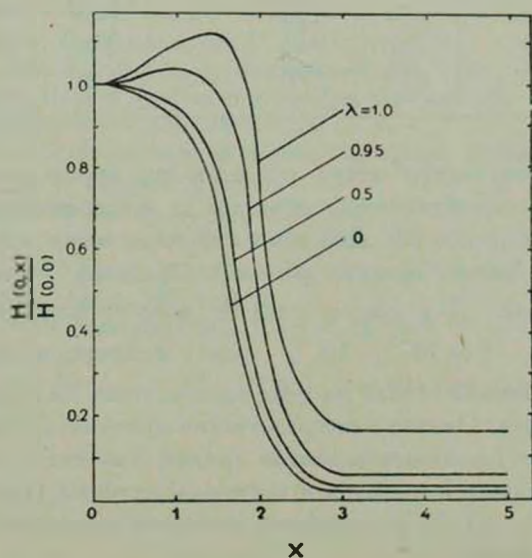


Рис. 4. Изменение профилей линий в зависимости от величины λ для случая $\beta = 0.01$, $x_0 = 10$, $\gamma = 42.8$.

2. В третьем слагаемом формулы (32), описывающем крылья линии, следует брать параметр $\alpha \leq 2$ и учитывать это слагаемое, начиная с $x \geq 50$.

Таблица 2

ИНТЕНСИВНОСТЬ ВЫХОДЯЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОГЛАСНО ТОЧНОЙ И АСИМПТОТИЧЕСКОЙ ФОРМУЛАМ ($\lambda = 1.0$, $\gamma = 42.8$)

λ	1.0						0.5	
x_0	0.2		10.0				10.0	
β	0.01		0.01		0.05		0.01	
x	асимпт.	точн.	асимпт.	точн.	асимпт.	точн.	асимпт.	точн.
0.0	0.42	0.40	7.72	7.46	4.81	4.34	1.60	1.49
0.6	0.40	0.37	7.82	7.54	4.98	4.46	1.51	1.46
1.5	0.18	0.15	8.50	8.33	3.85	3.47	1.00	0.96
1.8	0.14	0.10	6.41	6.28	2.57	2.15	0.60	0.52
2.1	0.08	0.08	3.33	2.95	1.39	1.16	0.33	1.30
2.4	0.07	0.07	1.58	1.20	1.01	0.81	0.15	0.13
2.7	0.04	0.03	1.02	0.75	0.94	0.80	0.10	0.10
3.0	0.03	0.03	0.88	0.67	0.91	0.78	0.08	0.07
5.0	0.03	0.02	0.81	0.65	0.89	0.78	0.08	0.07
25.0	0.02	0.02	0.75	0.64	0.83	0.77	0.07	0.07
125.0	0	0.00	0.18	0.17	0.31	0.28	0.07	0.06
225.0	0	0.00	0.04	0.04	0.07	0.07	0.04	0.04
325.0	0	0	0.02	0.02	0.03	0.03	0.02	0.02
425.0	0	0	0.01	0.01	0.02	0.02	0.01	0.01
525.0	0	0	0.00	0.00	0.01	0.01	0	0

Полученные результаты могут представлять определенный интерес для физики ряда астрофизических объектов с эмиссионными линиями в спектрах и большой ролью ЭР. Действительно, используя наблюдательные данные (7)–(12), можно оценить значение параметра β для балмеровских линий водорода. Для звезд типа Ве получается $\beta \sim 10^{-4} - 10^{-2}$, для звезд W—R, $\beta \sim 10^{-3} - 10^{-2}$, для сейфертовских галактик $\beta \sim 10^{-2} - 10^{-1}$. Именно исходя из этих оценок, нами были выбраны значения β для расчетов. Однако непосредственно применить наши результаты к исследованию указанных объектов трудно, так как в их оболочках кроме тепловых движений имеются и крупномасштабные (вращение, истечение вещества и т. д.). Учет подобных движений предполагается произвести в отдельной работе.

В заключение автор считает приятным долгом выразить глубокую благодарность Д. И. Нагирнеру за помощь в выборе алгоритмов вычислений.

Пушкинское высшее училище
радиоэлектроники

THE BROADENING OF SPECTRAL LINES BY ELECTRON SCATTERING. III. THE SCATTERING IN EMISSION LINE

V. G. VEDMICH

Emission line profiles formed in a semiinfinite atmosphere under simultaneous action of isotropic resonance scattering and electron scattering are calculated. Complete frequency redistribution in a line is taken into account. As an electron scattering frequency redistribution is taken the function proposed by Hummer and Mihalas. The calculations are performed for the exponential distribution of primary sources and Doppler absorption coefficient. The asymptotic formula for the emergent intensity in line wing is derived.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Г. Ведмич, *Астрофизика*, 13, 493, 1977.
2. D. G. Hummer, D. Mihalas, *Ap. J.*, 150, L 57, 1967.
3. Д. И. Нагирнер, В. Г. Ведмич, *Астрофизика*, 12, 438, 1976.
4. В. В. Иванов, *Перенос излучения и спектры небесных тел*, Наука, М., 1969.
5. Д. И. Нагирнер, *Уч. зап. ЛГУ*, 31, 3, 1975.
6. В. И. Крылов, *Приближенное вычисление интегралов*, Наука, М., 1967.
7. G. Munch, *Ap. J.*, 112, 266, 1950.
8. А. А. Боярчук, *Астрон. ж.*, 34, 193, 1957.
9. В. В. Соболев, *Астрон. ж.*, 36, 753, 1959.
10. K. S. Anderson, *Ap. J.*, 162, 743, 1970.
11. E. J. Wampler, *Ap. J.*, 164, 1, 1971.
12. О. Э. Ааб, Н. Ф. Войханская, *Изв. САО*, 9, 22, 1977.