АСТРОФИЗИКА

ТОМ 26 ФЕВРАЛЬ, 1987 ВЫПУСК 1

УДК: 524.387—735

ФОРМИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ. ЭФФЕКТЫ ОТРАЖЕНИЯ

Л. Г. ТИТАРЧУК

Поступила 12 августа 1986
Принята к печати 3 ноября 1986

Рассматривается отражение рентгеновского излучения компактного источника от атмосферы нормальной звезды. Выводится уравнение, описывающее комптоновское рассеяние на электронах. Получены аналитические формулы для дифференциального, интегрального и сферического альбедо, а также для спектра отраженного излучения. Исследуется влияние короны нормальной звезды на спектр отраженного излучения.

1. *Введение*. Вопросы переработки и отражения излучения рентгеновского источника атмосферой и короной нормального компонента рассматривались в ряде работ [1—5]. Авторами [4] было показано, что в двойной системе до 30% излучения рентгеновского источника, падающего на поверхность нормального компонента, отражается ею. Численно исследован перенос рентгеновского излучения в плоской полубесконечной атмосфере, облучаемой извне потоком жестких рентгеновских квантов. Найдены значения альбедо, спектральные и другие особенности отраженного сигнала. В частности подчеркивалось, что от системы Her X-1 = HZ Her должно наблюдаться отраженное атмосферой HZ Her рентгеновское излучение (в диапазоне $10\div30$ кэВ) на уровне $(5\div10)\%$ от максимального значения. В том случае, когда луч пульсара не попадает на Землю, может приниматься лишь отраженное излучение. Продолжительное низкое состояние, обнаруженное на «ЭКЗОСАТ»е [6], возможно связано с отраженным сигналом.

В настоящей работе задача отражения рассматривается аналитически. Выписывается уравнение диффузионного типа с частотным оператором для случая нулевой электронной температуры. Дисперсионным членом в частотном операторе можно пренебречь, если рассматривать отражение непрерывного спектра рентгеновского источника. Учет дисперсионного члена важен при рассмотрении тонких эффектов образования спектральных линий [7] и вряд ли существенен в случае непрерывного спектра.

Получены аналитические формулы для дифференциального плоского и сферического альбедо, а также для спектра отраженного сигнала. Исследовано влияние короны нормального компонента на спектр отраженного излучения.

2. *Основное уравнение.* Рассмотрим кинетическое уравнение

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau} = -I_\nu(\nu)\int P(\nu \to \nu')\,d\nu' + \int I_\nu(\nu')\frac{\nu}{\nu'}P(\nu' \to \nu)\,d\nu', \qquad (1)$$

описывающее изменение спектра фотонов при рассеянии на максвелловских электронах. Здесь, как обычно, I_ν — интенсивность рассеянного излучения, частоты ν, μ — косинус угла между направлением распространения излучения и нормалью к слою, τ — оптическая координата ($d\tau = \sigma_T N_e dl$).

Ядро кинетического уравнения было получено в работах [8, 9]

$$P(\nu' \to \nu) = 2\pi \int_{-1}^{1} K(\nu' \to \nu,\ \mu)\,d\mu, \qquad (2)$$

$$K(\nu' \to \nu,\ \mu) = \frac{3}{16\pi}\left(\frac{m_e c^2}{2\pi k T_e}\right)^{1/2} \frac{\nu(1+\mu^2)}{\nu' g} \times$$

$$\times \exp\left\{-\frac{m_e c^2\left(\nu' - \nu - \dfrac{hg^2}{2m_e c^2}\right)^2}{2kT_e g^2}\right\}, \qquad (3)$$

где μ — косинус угла рассеяния, $g^2 = \nu^2 + \nu'^2 - 2\mu\nu\nu'$.

Для того, чтобы получить из (1) уравнение Фоккера—Планка, следует усреднить I_ν по телесному углу и затем разложить усредненную интенсивность $J(\nu')$ в окрестности частоты ν до второго порядка включительно

$$J(\nu') = J(\nu) + \nu\frac{\partial J}{\partial \nu}\frac{\Delta\nu}{\nu} + \nu^2\frac{\partial^2 J}{\partial \nu^2}\frac{(\Delta\nu)^2}{2\nu^2}. \qquad (4)$$

Найдя моменты ядра $P(\nu' \to \nu)$, используя при этом приближенное выражение для

$$g^2 \cong 2(\nu + \Delta\nu)(1-\mu)\nu, \qquad (5)$$

получим уравнение Компанейца [10].

Надо отметить, что при таком разложении в соответствующем уравнении будут получены члены, не содержащиеся в уравнении Компанейца. Уравнение Компанейца получается, если предположить, что $\frac{h\nu}{m_e c^2} \ll \frac{kT_e}{m_e c^2} \ll 1$. В противоположном пределе малых температур $(T_e \to 0)$ предельное уравнение отличается от хорошо известного уравнения Фоккера—Планка для холодных электронов [7, 11, 12]

$$\frac{7}{10}\frac{h\nu^3}{m_e c^2}\frac{\partial^2 J}{\partial\nu^2} + \frac{h\nu^2}{m_e c^2}\frac{\partial J}{\partial\nu} + \left(\frac{h\nu}{m_e c^2} - \frac{21}{5}\left(\frac{h\nu}{m_e c^2}\right)^2\right) J + \frac{1}{3}\frac{\partial^2 J}{\partial\tau^2} = 0. \quad (6)$$

Отличие легко объясняется приближением (5) для g^2.

Обобщение уравнения Компанейца и уравнения (6) можно получить более точным интегрированием (3). В приложении приведено аналитическое выражение для ядра $P(\nu_0 \to \nu)$ (П1). Используя это выражение при $Te = 0$ (см. также (7)) при разложении уравнения (1), получим уравнение (6).

В общем случае зависимость P от частот ν, ν_0 имеет сложный вид. Однако для ряда предельных случаев формула сильно упрощается. В частности для $kT_e = 0$

$$P(\nu_0 \to \nu) = \frac{3}{8}\frac{h}{m_e c^2}\frac{1}{z_0^2}\left(1 + \frac{(z - z_1)^2}{(zz_0)^2}\right), \quad (7)$$

для $z_* \leqslant z \leqslant z_0$.

Здесь

$$z = \frac{h\nu}{m_e c^2}, \quad z_* = \sqrt{1 + 4z_0} - (z_0 + 1) \approx z_0 - 2z_0^2, \quad z_1 = z_0\left(1 - \frac{z_0^2 + z^2}{2z_0}\right).$$

Формула позволяет получить профиль линии при однократном рассеянии. Комптоновское изменение энергии фотона при рассеянии, зависящее от угла рассеяния, с учетом вероятности рассеяния на угол θ, равное $P(\theta)\, d\cos\theta = \frac{3}{8}(1 + \cos^2\theta)\, d\cos\theta$, собственно и определяет профиль линии (7) (см. [10, 13]).

На рис. 1 приведены спектры рентгеновской линии железа после одного рассеяния для различных электронных температур, вычисленные по формуле (П1). Аналогичные спектры приведены в [10] и получены методом Монте-Карло.

3. Эффекты отражения в тесной двойной системе. Постановка задачи. Рассматривается поглощение и рассеяние жесткого рентгеновского излучения $h\nu \gg 2$ кэВ, падающего на поверхность нормального компонента. Пред-

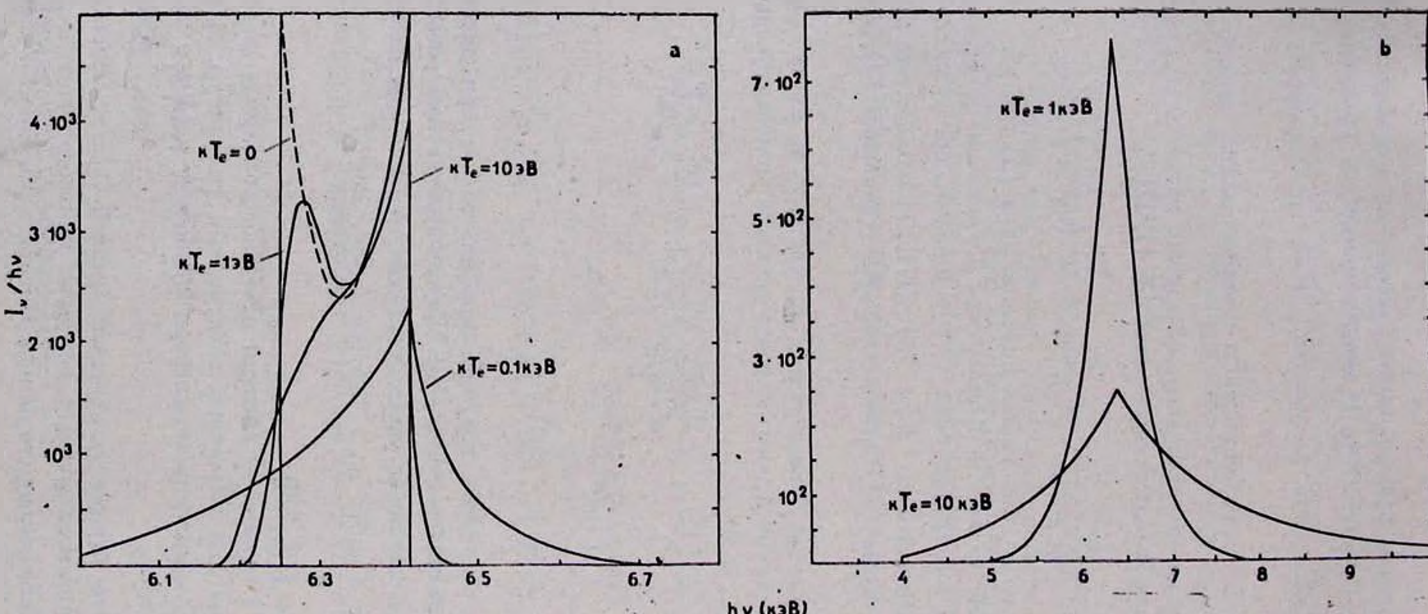

Рис. 1. Профиль рентгеновской линии железа $h\nu_0 = 6.4$ кэВ после одного рассеяния на максвелловских электронах с заданной температурой.

полагается, что все эти процессы происходят во внешних фотосферных слоях, где $T_e \leqslant 2\cdot 10^4$ К. Кроме того, предполагается, что атмосфера звезды плоская, т. к. высота однородной атмосферы $H = \dfrac{kT_e R}{m_p GM} \ll R$ (R — радиус звезды).

Пренебрегая ионизацией тяжелых элементов, считаем, что рассеяние рентгеновских фотонов происходит на покоящихся электронах, сечение рассеяния томсоновское, индикатриса рассеяния изотропная, коэффициент ионизации [14]

$$\sigma_{ph} \cong \left(\frac{\nu_*}{\nu}\right)^3, \tag{9}$$

где $\nu_* = 7.81$ кэВ.

Блуждание фотонов в полупространстве с учетом фотопоглощения может быть описано с помощью диффузионного уравнения, где в качестве частотного оператора рассматривается недисперсионное (без второй производной) приближение уравнения (6).

Уравнение с соответствующими граничными условиями имеет вид

$$\begin{gathered}\frac{1}{3}\frac{\partial^2 n}{\partial\tau^2} + \frac{1}{z^2}\frac{\partial z^4 n}{\partial z} - (1-\delta_\nu)\, n = -f(\tau, z)/z^3, \quad \tau > 0 \\ \left(\frac{\partial n}{\partial\tau} - \frac{3}{2}n\right)\Bigg|_{\tau=0} = 0,\end{gathered} \tag{10}$$

где $(1-\delta_\nu) = \left(\dfrac{z_*}{z}\right)^3 \dfrac{1}{1+(z_*/z)^3}$ — вероятность гибели фотонов при фотоионизации.

Решение этого уравнения представляется интегралом типа свертки

$$\begin{gathered}F_\nu(\tau, z) = z^3 n = \frac{1}{z}\int\limits_z^\infty e^{-\frac{z_*^3}{4}\left(\frac{1}{z^4} - \frac{1}{z_0^4}\right)} f(\tau, z_0)\, \times \\ \times P\left(\tau, \frac{1}{z} - \frac{1}{z_0}\right)\frac{dz_0}{z_0}.\end{gathered} \tag{11}$$

В задаче отражения распределение первичных источников по глубине экспоненциальное,

$$f(\tau, z) = \frac{1}{4} e^{-\frac{h\nu}{kT_x}} e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} = f(z)\,\varphi(\tau), \tag{12}$$

μ_0 — косинус угла падения первичных рентгеновских лучей, отсчитываемого от нормали к поверхности звезды (поток рентгеновского излучения, падающего по нормали, равен $\pi \exp(-h\nu/kT_x)$). $P(u, \tau)$ — функция выхода фотона из среды находится как решение временной диффузионной задачи:

$$\frac{\partial P}{\partial u} = \frac{1}{3}\frac{\partial^2 P}{\partial \tau^2}, \quad \left(\frac{\partial P}{\partial \tau} - \frac{3}{2}P\right)\Bigg|_{\tau=0} = 0,$$
$$P(0, \tau) = \frac{1}{4}e^{-\tau/\mu_0}. \tag{13}$$

Решение соответствующей временной задачи записывается в виде

$$P(\tau, u) = \frac{\sqrt{3}}{8\sqrt{\pi u}}\int_0^\infty e^{-\xi/\mu_0}\left[\exp\left(-\frac{3(\tau-\xi)^2}{4u}\right) + \exp\left(-\frac{3(\tau+\xi)^2}{4u}\right) - \right.$$
$$\left. - \frac{3}{2}\int_0^\infty \exp\left(-\frac{3(\tau+\xi+\eta)^2}{4} - \frac{3}{2}\eta\right)d\eta\right]d\xi. \tag{14}$$

Для монохроматической линии $f(z) = \delta(z - z_0)$ спектр отраженных фотонов описывается формулой

$$F_\nu^{z_0}(z, 0) = \frac{2}{zz_0}e^{-\frac{z_*^3}{4}\left(\frac{1}{z^4} - \frac{1}{z_0^4}\right)} P\left(\frac{1}{z} - \frac{1}{z_0}, 0\right) \text{ для } z \leqslant z_0. \tag{15}$$

Для того, чтобы получить дифференциальное альбедо, следует $F_\nu^{z_0}(z, 0)$ проинтегрировать по z

$$A(\lambda_0) = \frac{\lambda_0}{\mu_0}\int_0^\infty \frac{2P(0, u)}{\lambda_0 + t}\exp(-z_*^3\lambda_0^3 u)\,du, \tag{16}$$

где $\lambda_0 = z_0^{-1} = m_e c^2/h\nu_0$.

Заметим, что аргумент экспоненты в подынтегральном выражении (16) представлен первым членом разложения по степеням $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ в окрестности λ_0.

Проинтегрируем выражение (16) и, пользуясь малостью параметра $(z_0 = \lambda_0^{-1})$, разложим подынтегральное выражение в окрестности точки $b\lambda_0$ по степеням λ_0^{-1},

$$A(\lambda_0) = 1 - \sqrt{\frac{3\pi}{4\lambda_0}}\left(\frac{2}{3} + \mu_0\right)\left(e^{z_*^3\lambda_0^4}\operatorname{erfc}(z_*^{3/2}\lambda_0^2) + \frac{2}{\sqrt{\pi}}z_*^{3/2}\lambda_0^2\right) \cong$$

$$\cong 1 - \sqrt{\frac{\pi}{3\lambda_0}}\varphi(\mu_0, \delta_\nu)\left(e^{z_*^3\lambda_0^4}\operatorname{erfc}(z_*^{3/2}\lambda_0^2) + \frac{2}{\sqrt{\pi}}z_*^{3/2}\lambda_0^2\right), \qquad (17)$$

где $\varphi(\mu_0, \delta_\nu)$ — функция Амбарцумяна (см., например, [15]), $b = 1 - \delta_\nu$. В том случае, когда роль фотоионизации мала, $h\nu_0 \gg (m_e c^2 (h\nu_*)^3)^{1/4}$, потери энергии обусловлены эффектом отдачи,

$$A_g^r(\lambda_0) = 1 - \sqrt{\frac{3\pi}{4}\frac{h\nu_0}{m_e c^2}}\left(\frac{3}{2} + \mu\right) = 1 - \sqrt{\frac{\pi}{3}\frac{h\nu_0}{m_e c^2}}\ \varphi(\mu, 1). \quad (18)$$

Здесь $\varphi(\mu, 1)$ — функция Амбарцумяна для консервативного рассеяния. В пренебрежении эффектом отдачи получаем классическую формулу для плоского альбедо при наличии процессов гибели фотонов [15],

$$A_g^{ph}(\lambda_0) = 1 - \frac{2}{\sqrt{3}}\varphi(\mu, \delta_\nu)\sqrt{1-\delta_\nu} =$$

$$= 1 - \frac{2}{\sqrt{3}}\varphi(\mu, \delta_\nu)\frac{(z_*/z^3)^{3/2}}{\sqrt{1 + (z_*/z)^3}}. \qquad (19)$$

Результаты вычислений по формулам (17)—(19) приведены в табл. 1 для трех значений энергии фотона $h\nu_0 = 15$, 30, 60 кэВ. В вычислениях было использовано точное значение для $(1-\delta)$ согласно (10).

Таблица 1

ОТРАЖАТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА АТМОСФЕРЫ НОРМАЛЬНОЙ ЗВЕЗДЫ

Монохроматическая линия $h\nu$ (кэВ)	Плоское альбедо $\sigma_{ph}=0$			То же самое с учетом фотоионизации			Сферическое альбедо
	$\mu_0=1$	$\mu_0=0.5$	$\mu_0=0$	$\mu_0=1$	$\mu_0=0.5$	$\mu_0=0$	
15	0.56	0.68	0.82	0.23	0.36	0.55	
30	0.38	0.56	0.75	0.34	0.5	0.7	
60	0.13	0.39	0.65	0.10	0.35	0.64	
Непрерывный спектр							
30				0.33	0.45	0.52	0.38

Теперь уже нетрудно получить плоское альбедо в зависимости от вида падающего спектра. Так для тормозного спектра $F_\nu = \exp(-h\nu/kT_x)$ имеем

$$A_{pl}(\mu_0, kT_x) = 1 - \frac{m_e c^2}{kT_x} \int_0^\infty \exp\left(-z_0 \frac{m_e c^2}{kT_x}\right)(1 - A(\mu_0))\, dz_0. \quad (20)$$

Значения плоского альбедо для различных значений μ_0 приведены в табл. 1. Там же приводится значение сферического альбедо для $kT_x =$ $= 30$ кэВ, равное 0.38.

Обратимся теперь к форме спектра отраженного сигнала. В общем случае форма отраженного спектра определяется интегралом (11) при $\tau = 0$.

$$F_\nu(\lambda) = \lambda \int_0^\lambda \frac{e^{-bu}}{\lambda - u} f\left(\frac{1}{\lambda - u}\right) P(u)\, du, \text{ где } b = 1 - \delta_\nu. \quad (21)$$

Ввиду того, что распределение фотонов по времени выхода из среды $P(u)$ неограниченно при малых u и $f\left(\frac{1}{\lambda}\right)$ слабо меняется с частотой, интеграл (21) легко оценивается приближенной формулой

$$F_\nu(\lambda) \cong f(1/\lambda)\left[\int_0^\infty e^{-bu} P(u)\, du - \int_\lambda^\infty e^{-bu} P(u)\, du\right]. \quad (22)$$

Первый интеграл с учетом выражения (14) имеет точное значение $\mu_0\left[\left(1 + \frac{2}{3}\sqrt{3b}\right)(1 + \mu_0\sqrt{3b})\right]^{-1}$, второй определяется асимптотикой $P(u)$ при $u \gg 1$. Пользуясь малостью параметра b, запишем F_ν в виде

$$F_\nu(z) = \mu_0 f(z)\left[1 - \left(\frac{2}{\sqrt{3}}\sqrt{b} + 2\sqrt{\frac{z}{3\pi}}\, e^{-b/z}\right)\varphi(\mu_0, \delta_\nu)\right]. \quad (23)$$

На малых энергиях ($h\nu \leqslant 10$ кэВ), ввиду значительного поглощения, форма спектра определяется зависимостью вероятности гибели фотона от энергии (отражаются в основном однократно рассеянные фотоны),

$$F_\nu^{\mu_0}(z) = \frac{\mu_0}{4(1 + (z_*/z)^3)} \frac{1}{\mu + \mu_0} f_\nu(z). \quad (24)$$

Средняя интенсивность при этом определяется следующим выражением:

$$F_\nu = \frac{\mu_0}{4(1 + (z_*/z)^3)} \ln \frac{1 + \mu_0}{\mu_0} f_\nu(z). \quad (25)$$

В случае, когда изотропные источники сосредоточены на верхней кромке атмосферы, что соответствует падению первичных рентгеновских лучей по касательной к поверхности звезды ($\mu_0 = 0$), легко написать точное выражение для спектра отраженного сигнала для монохроматической линии (15).

С учетом нормировки $\int P(u)\,du = 2/\mu_0$, нормированная функция выхода имеет вид

$$P_N(u) = \sqrt{3}\,(1 - \exp(-4/3u))/4\sqrt{\pi u},$$

и спектр отраженного F_ν сигнала записывается формулой

$$F_\nu = \frac{\sqrt{3}}{4\sqrt{\pi}} \frac{\lambda \exp\left[-\frac{z_*^3}{4}(\lambda^4 - \lambda_0^4)\right]}{\sqrt{\lambda - \lambda_0}} \left[1 - \exp\left(-\frac{4}{3(\lambda - \lambda_0)}\right)\right]. \quad (15')$$

Результаты вычислений для $h\nu_0 = 20$ кэВ представлены на рис. 2b.

На рис. 2 представлены спектры отраженного рентгеновского излучения для различных углов падения первичного излучения $\theta_0 = \arccos \mu_0$.

Первичный поток задается спектральной зависимостью $\pi F_\nu = \pi \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_x}\right)$ с $kT_x = 30$ кэВ. Обращает на себя внимание характерный максимум при $h\nu \sim 15 \div 20$ кэВ. Следует отметить, что этот максимум может пропадать из-за эффекта отражения высокотемпературным слоем (короной) [4] (см. также раздел 5).

Спектры, по форме подобные (23), могут возникать при пропускании первичных рентгеновских лучей через холодный край диска или через магнитосферу компактного источника [16]. Однако имеется отличие спектров на пропускание от спектров отражения (23). При сравнительно небольшой оптической толщине слоя $\tau_0 \sim 1$ мягкая часть спектра для $h\nu < 10$ кэВ также определяется рассеянием в короне диска или в короне нормальной звезды, однако высокочастотная часть полностью повторяет первичный спектр источника, никакой деградации спектра из-за комптон-эффекта не наблюдается. При увеличении оптической толщи τ_0 (> 10) пропущенный спектр имеет более резкий завал, чем спектр (23). Крутизна спектра зависит от τ_0:

$$\text{при } h\nu \gg 4m_e c^2/\tau_0^2 \qquad F_\nu/f_\nu \simeq \left(\frac{m_e c^2}{h\nu}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{3}{4}\tau_0^2 \frac{h\nu}{m_e c^2}\right).$$

4. *Профили K_α-линий.* Формированию K_α-линий в тесных двойных рентгеновских источниках посвящено достаточно большое число работ, из которых надо выделить работу Баско [17].

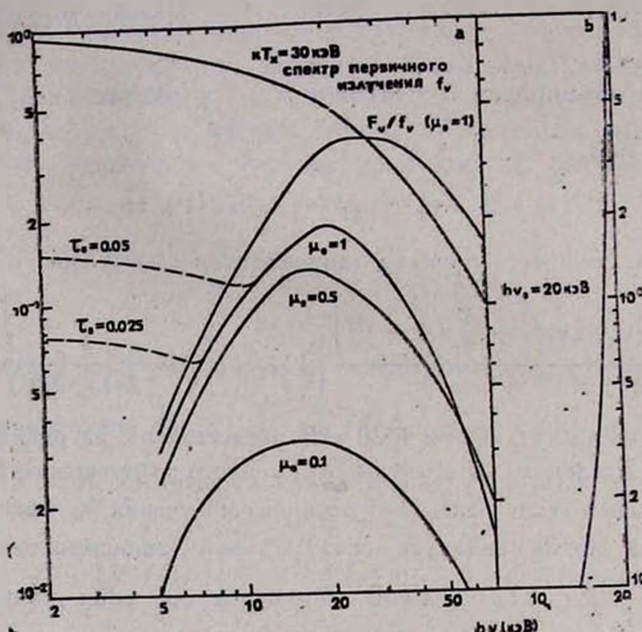

Рис. 2. а) Спектр рентгеновского излучения отраженного от атмосферы нормальной звезды. Первичный поток со спектральной зависимостью вида $\exp(-h\nu/kT_x)$ с $kT_x = 30$ кэВ падает под различными углами к поверхности ($\theta_0 = \arccos \mu_0$). Штриховые линии соответствуют сигналу, отраженному от внешнего высокотемпературного рассеивающего слоя (короны) с различной оптической толщей по томсоновскому рассеянию. Вклад короны увеличен в 4 раза с учетом дилюции падающего потока на атмосферу нормального компонента. b). Спектр отраженного потока в случае нормального падения на плоскую атмосферу монохроматической линии $h\nu_0 = 20$ кэВ.

В связи с повышением чувствительности рентгеновской аппаратуры может появиться возможность получать не только эквивалентные ширины линий, но и их профили. Точное измерение профиля K_α-линии позволит получить независимую информацию о температуре и плотности той среды, в которой образуется линия. Применительно к двойным системам основными объектами, в которых образуется K_α-линия, являются фотосферы диска и нормальной звезды, в которых присутствуют ионы железа с заполненной L-оболочкой. Для системы Her X-1 соответствующие эквивалентные ширины линий порядка 30 эВ; несколько большие значения $W \sim 40$ эВ могут быть получены, если рассмотреть возможность образования K_α-линий в истекающей короне с температурой $T \sim 10^6$ К [17].

Экспериментальные данные, полученные на японском спутнике «Тенма» [18], показывают, что эквивалентные ширины линий 6.41±0,05 кэВ составляют 130±20 эВ, что превышает теоретические оценки. Существенное различие экспериментальных и теоретических результатов позволяет придти к выводу о том, что область образования K_α-фотонов находится гораздо ближе к рентгеновскому источнику, чем область, где образуется непрерывный спектр (диск, нормальная звезда). Эквивалентная ширина K_α-линии пропорциональна отношению телесных углов, под которыми из рентгеновского источника видны области образования K_α-линий и непрерывного спектра.

Профили однократно рассеянных K_α-фотонов в зависимости от kT_e описываются формулой (П1) и представлены на рис. 1. Ширина профилей меняется от 160 эВ при $kT_e = 1$ эВ до 600 эВ при $kT_e = 100$ эВ. Реальные значения интенсивности в K_α-линии в зависимости от формы спектра рентгеновского источника $L(\varepsilon)$ можно получить, если воспользоваться результатами расчета альбедо в K_α-линии, представленными в работе [17].

Таким образом, если внешний поток рентгеновского излучения, падающий на атмосферу под углом $\theta_0 = \arccos \mu_0$ к нормали, равен $L(\varepsilon)$, то поток излучения в K_α-линии $J(0, \mu_0, \varepsilon)$, который создается $L(\varepsilon)$, определяется выражением

$$J(0, \mu_0, \varepsilon)/\varepsilon = f_0(\varepsilon) \int_{\varepsilon_{th}}^{\infty} L(\varepsilon)\, \alpha_0(\varepsilon, \mu_0)\, d\varepsilon + f_1(\varepsilon) \int_{\varepsilon_{th}}^{\infty} L(\varepsilon)\, \alpha_1(\varepsilon, \mu_0)\, d\varepsilon.$$

Здесь α_0, α_1 и $f_0(\varepsilon)$ и $f_1(\varepsilon)$ — соответственно доли и профили линии K_α-фотонов, непосредственно вышедших из источника и однократно рассеянных.

5. *Рассеяние рентгеновского излучения компактного источника в короне нормальной звезды.* Взаимодействие рентгеновского излучения с атмосферой нормального компонента индуцирует звездный ветер, то есть приводит к эффективному испарению и оттоку вещества с ее поверхности. Оттекающий газ, находящийся в поле жесткого излучения, разогревается до высоких температур. Высокая степень ионизации элементов приводит к уменьшению роли процессов фотопоглощения по сравнению с томсоновским рассеянием. Оптическая толща по томсоновскому рассеянию может быть заметной, $\tau_0 \sim 0.1$. Численные расчеты [3] показали, что в конкретном случае системы Her X-1 она составляет 0.05. Кислород, углерод, гелий и водород в этом слое полностью ионизованы, оптическая толщина высоко-

температурной зоны по фотопоглощению оказывается малой для всех квантов $h\nu \geqslant 2$ кэВ. Обусловленный этим слоем дополнительный вклад в отражение рентгеновского излучения приводит к значительному увеличению отраженного потока в диапазоне $h\nu \sim 2 \div 20$ кэВ.

В двойной системе рентгеновское излучение падает на нормальную звезду с одной стороны (см. рис. 3). Пусть нормальную звезду заполняет определенный телесный угол на небосводе рентгеновского источника. Рассмотрим, как меняется поток рентгеновского излучения в зависимости от фазы наблюдения.

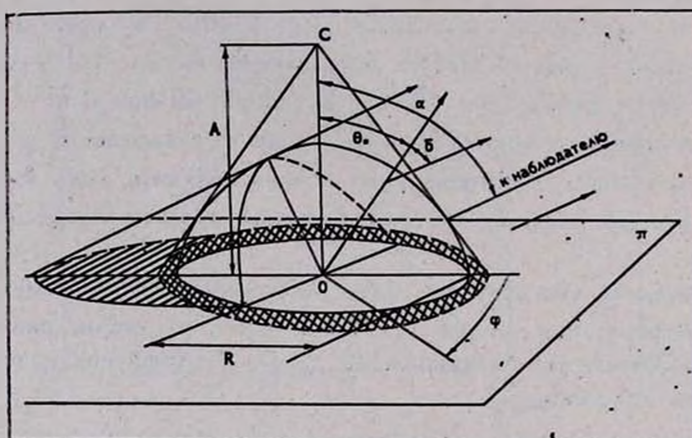

Рис. 3. Геометрия двойной системы.

Для упрощения оценок будем предполагать, что корона заполняет часть полупространства, ограниченного снизу плоскостью, проходящей через экватор нормальной звезды, и поверхностью самой звезды, обращенной к рентгеновскому источнику. Распределение рассеивающих электронов подчиняется закону $1/r^2$, который приближенно соответствует закону сохранения вещества при радиальном истечении.

Поле рассеянного излучения можно рассматривать в оптически тонком приближении. Интенсивность излучения является суммой вклада однократно рассеянных фотонов на пути луча зрения.

Светимость рентгеновского источника будем полагать равной 4π. Можно получить аналитические оценки рентгеновского потока для двух значений угла $\alpha = 0$, π (см. рис. 3). В самом деле, при $\alpha = 0$ поток однократно рассеянных фотонов, проектирующихся на полусферу звезды радиуса R, описывается интегралом

$$E_{sph}(0) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^R I(\rho)\rho d\rho = \frac{\tau_0}{8}\int_0^1 \frac{1}{x} \ln \frac{1+4x^2-4x\sqrt{1-x^2}}{(1-2x)^2}\, dx,$$

где

$$I(\rho) = \frac{R\tau_0}{4\pi}\int_R^\infty \frac{dr'}{r'\sqrt{r'^2-\rho^2}\,(r'^2+4R^2-4R\sqrt{r'^2-\rho^2})}.$$

В результате численного интегрирования получим значение

$$E_{sph}(0) = \frac{3.2}{8}\tau_0.$$

Поток лучей, проектирующихся на плоскость вне полусферы звезды $E_{pl}(0)$, описывается интегралом такого же типа и равен $\frac{3.4}{8}\tau_0$.

В результате получаем полный поток при $\alpha = 0$

$$E(0) = E_{sph}(0) + E_{pl}(0) = \frac{3.3}{4}\tau_0.$$

Очевидно, что при $\alpha = \pi$ $E(\pi) = E_{pl}(0)$.

Таким образом, при затмении рентгеновского источника нормальной звездой поток ослабляется почти в два раза: $E(\pi)/E(0) = \frac{3.4}{6.6} \sim \frac{1}{2}$. Еще большее ослабление при затмении может быть получено, если предположить, что корона заполняет не все полупространство, а только ту часть, которая заполняется плазмой при радиальном истечении вещества в соответствии с конкретной геометрией облучения нормальной звезды рентгеновским источником.

По данным группы «ЭКЗОСАТ» [6] для источника Her X-1 соответствующее ослабление потока излучения в диапазоне 2—10 кэВ от фазы 0 к фазе π составляет около 1/3.

Надо подчеркнуть, что рассеяние в короне не меняет спектр рентгеновского излучения нейтронной звезды. Но поток рассеянных в короне фотонов мягких энергий зависит от оптической толщи τ_0 линейно. При малых значениях τ_0 вклад рассеянных фотонов в наблюдаемый спектр невелик и в нем должен присутствовать характерный максимум на 15÷20 кэВ, что и соответствует экспериментальным данным. При увеличении τ_0 поток рассеянных фотонов возрастает, и максимум может исчезать. Это, по-видимому, и наблюдается [6, 18].

Автор выражает благодарность Е. К. Шефферу за постоянное внимание и поддержку в работе, М. Б. Аверинцеву, Ю. Э. Любарскому, Р. А. Сюняеву за полезные обсуждения и критические замечания.

Институт космических исследований
АН СССР

Приложение

Ядро кинетического уравнения (2) может быть проинтегрировано по угловой переменной μ.

$$P(\nu_0 \to \nu) = \frac{3}{16}\frac{h}{m_e c^2}\frac{1}{z_0^2}\exp\left((z_0 - z)/2\alpha\right) \times$$

$$\times \Big[(A_1 + A_2 + A_3)\{f_2(z, z_0) - f_1(z, z_0)\} +$$

$$+ A_2 \frac{|z_0 - z|}{2\alpha}\{f_1(z, z_0) + f_2(z, z_0)\} -$$

$$- (A_4 + A_2)\exp(-\varphi(z, z_0))(z + z_0)\sqrt{\frac{2}{\pi\alpha}}\Big], \qquad (\text{П}1)$$

где

$$A_1 = 1 + 0.25\left(\frac{z^2 + z_0^2}{zz_0}\right)^2, \quad A_2 = \frac{2\alpha}{(zz_0)^2}(6\alpha - (z^2 + z_0^2)),$$

$$A_3 = \left(\frac{z - z_0}{zz_0}\right)^2, \quad A_4 = \left(\frac{z + z_0}{zz_0}\right)^2 \alpha,$$

$$f_1(z, z_0) = \exp|(z - z_0)|2\alpha|\, erfc\left(\left(\frac{z + z_0}{2} + \left|\frac{z - z_0}{z + z_0}\right|\right)\sqrt{\frac{1}{2\alpha}}\right),$$

$$f_2(z, z_0) = \exp(-|(z - z_0)/2\alpha|)\, erfc\left(\left(\left|\frac{z - z_0}{z + z_0}\right| - \frac{z + z_0}{2}\right)\sqrt{\frac{1}{2\alpha}}\right),$$

$$\varphi(z, z_0) = \frac{(z + z_0)^2}{8\alpha} + \left(\frac{z - z_0}{z + z_0}\right)^2\frac{1}{2\alpha}, \quad \alpha = \frac{kT_e}{m_e c^2}, \quad z = \frac{h\nu}{m_e c^2}.$$

SPECTRAL FORMATION OF X-RAY RADIATION IN THE CLOSE BINARY SYSTEMS. THE REFLECTION EFFECTS

L. G. TITARCHUK

This paper deals with the problem of reflection of the X-ray radiation of the compact source in the close binary system. The equation, describing Compton scattering is derived. The analytical formulas for differential and integral plane and spherical albedo are given. Several analytical expressions of the reflection spectrum are presented. The influence of the corona of the normal star upon the reflection spectrum is studied.

ЛИТЕРАТУРА

1. *N. I. Shakura, R. A. Sunyaev*, Astron. and Astrophys., 24, 337, 1973.
2. *J. N. Bachall, N. A. Bachall*, Astrophys. J., 178, L1, 1972.
3. *M. M. Basko, R. A. Sunyaev*, Astrophys. and Space Sci., 23, 71, 1973.
4. *M. M. Basko, R. A. Sunyaev, L. G. Titarchuk*, Astron. and Astrophys., 31, 249, 1974.
5. *M. Begelman, C. McKee*, Astrophys. J., 271, 89, 1983.
6. *A. Parmar, W. Pietsch, S. McKechnie, N. White, J. Trümper, W. Voges, P. Barr*, Nature, 313, 119, 1985.
7. *A. Illarionov, T. Kallman, R. McCray, R. Ross*, Astrophys. J., 228, 279, 1979.
8. *J. R. Babuel-Peyrissak, G. J. Rouvillois*, J. Phys., 30, 301, 1969.
9. *Я. Б. Зельдович, Е. В. Левич, Р. А. Сюняев*, Ж. эксперим. и теор. физ., 62, 1392, 1972.
10. *А. С. Компанеец*, Ж. эксперим. и теор. физ., 31, 876, 1956.
11. *R. R. Ross, R. Weaver, R. McCray*, Astrophys. J., 219, 292, 1978.
12. *Д. И. Нагирнер*, Астрофизика, 20, 149, 1984.
13. *В. Ю. Теребиж*, Астрофизика, 6, 663, 1970.
14. *R. L. Brown, R. J. Gould*, Phys. Rev., D1, 1252, 1970.
15. *В. В. Соболев*, Рассеяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972.
16. *R. R. Ross*, Astrophys. J., 233, 334, 1979.
17. *M. M. Basko*, Astrophys. J., 219, 705, 1978.
18. *F. Nagase*, Adv. Space Res., 5, 95, 1985.