

УДК 524.35

КОМПТОНИЗАЦИЯ В РАДИАЦИОННО-ДОМИНИРОВАННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЕ И СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ПУЛЬСАРОВ

Ю. Э. ЛЮБАРСКИЙ и Р. А. СЮНЯЕВ

При высоком темпе аккреции на нейтронную звезду значительная часть энергии выделяется в радиационно-доминированной ударной волне. Остановка потока плазмы и отвод энергии осуществляется излучением. Многократные рассеяния фотонов на электронах тормозящегося потока формируют характерные спектры излучения и приводят к разогреву электронов. Обсуждаемый механизм, по-видимому, ответственен за образование жесткого хвоста в спектре излучения рентгеновских пульсаров. Спектр характеризуется малым спектральным индексом $0 < \alpha < 1$ и экспоненциальным завалом при $h\nu \gtrsim 100$ кэВ.

COMPTONIZATION IN A RADIATION-DOMINATED SHOCK WAVE AND SPECTRA OF X-RAY PULSARS, by Yu. E. Lyubarskiĭ and R. A. Syunyaev. Bulk of accretion energy under high accretion rate is released by the radiation-dominated shock. Radiation stops plasma flow and takes the energy away. Multiple scatterings of photons on electrons in the braking flow form a characteristic spectrum of radiation and lead to the heating of electrons. This mechanism results in the formation of hard tail in X-ray pulsars spectra. Small spectral indices $0 < \alpha < 1$ and exponential cutoff at $h\nu \gtrsim 100$ keV are characteristic of these spectra.

Необходимость рассматривать торможение плазмы в поле излучения возникает во многих астрофизических задачах. Сюда относятся диссипация возмущений в ранней Вселенной (Силк, 1968; Вайнберг, 1971; Зельдович и др., 1972; Чан и Джонс, 1975), критическая и сверхкритическая аккреция на нейтронные звезды (Дэвидсон, 1973; Шакура, 1974; Баско и Сюняев, 1976) и сферически-симметричная сверхкритическая аккреция на черные дыры (Пэйн и Бланфорд, 1981; Бегельман, 1979). Радиационно-доминированные ударные волны возникают также при вспышках сверхновых (Колгейт, 1975).

Рассматриваемый процесс обладает рядом специфических особенностей. В радиационно-доминированной плазме торможение плазмы происходит в результате рассеяния фотонов на движущихся вместе с плазмой электронах (при плотностях и температурах, характерных для радиационно-доминированного случая, рассеяние, как правило, преобладает над поглощением). Фотоны в среднем набирают энергию за счет эффекта Доплера. Когда частота фотона станет достаточно большой, значительную часть получаемой энергии он будет при рассеянии отдавать электронам в результате эффекта отдачи. Поэтому будет происходить комптоновский нагрев электронов. Роль протонов в описанном процессе пассивна. Являясь основным резервуаром кинетической энергии, они с помощью магнитных или электростатических полей «тащат» электроны сквозь фотонный газ, нагревая его и электроны, но сами греются только в последнюю очередь, за счет столкновений с электронами.

1. Спектр излучения в радиационно-доминированной ударной волне.
Основные уравнения. Формирование спектра излучения при торможении в поле излучения прозрачной по истинному поглощению плазмы впервые рассмотрели Чан и Джонс (1975) в задаче о диссипации космологической турбулентности. Они показали, что эволюция спектра описывается уравнением, аналогичным уравнению Компанейца, в котором в качестве температуры фигурирует величина

$$T_{\text{эф}} = T_e + T^*, \quad (1)$$

где T^* определяется темпом вязкой диссипации

$$kT^* = \frac{m_e}{27(\sigma_T N_e)^2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial r_j} + \frac{\partial v_j}{\partial r_i} \right)^{2*} \quad (2)$$

Если плотность энергии излучения намного превышает плотность тепловой энергии плазмы, температура электронов T_e подстраивается таким образом, чтобы выполнялось соотношение (Зельдович и Левич, 1970; Пейро, 1968)

$$kT_e = \frac{h}{4} \frac{\int n(1+n)v^4 dv}{\int nv^3 dv}. \quad (3)$$

Чан и Джонс (1975) рассматривали чисто сдвиговые течения. В случае, когда среда сжимается (например, в ударной волне), также происходит прямая передача энергии движения излучению: при каждом рассеянии частота фотона в среднем увеличивается на величину

$$\Delta\nu = \frac{1}{3} \frac{v}{c} \frac{dv}{d\tau}.$$

Такая ситуация рассмотрена Бланфордом и Пэйном (1981а), которые получили уравнение, описывающее эволюцию числа заполнения в фазовом пространстве фотонов (здесь и далее мы пренебрегаем индуцированными процессами, т. е. рассматриваем ситуацию, когда $n \ll 1$):

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + (v\nabla) n &= \frac{c}{3\sigma_T N_e} \Delta n + \frac{1}{3} v \frac{\partial n}{\partial v} (\nabla v) + \\ &+ \frac{\sigma_T N_e h}{m_e c} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} v^4 \left(\frac{kT_e}{h} \frac{\partial n}{\partial v} + n \right). \end{aligned} \quad (4)$$

В правой части первый член описывает диффузию фотонов в пространстве, второй — нагрев излучения при сжатии, третий — обычную комптонизацию на максвелловских электронах с температурой T_e , определяемой уравнением (3). Вообще говоря, вместо T_e следует писать $T_e + T^*$, однако соответствующие члены оказываются второго порядка по $dv/d\tau$ и малы по сравнению со вторым членом в правой части уравнения (4). Соответственно в интересующих нас задачах (радиационно-доминированные ударные волны) T_e оказывается много больше T^* .

Бланфорд и Пэйн (1981б) рассмотрели комптонизацию в стационарной одномерной ударной волне, пренебрегая последним членом в правой части уравнения, т. е. предполагая, что температура газа мала. Тогда переменные v и $\tau = \sigma_T \int N_e dr$ разделяются и получается степенное решение для интенсивности

$$I = \frac{2h\nu^3}{c^2} n = B\nu^{-\alpha}. \quad (5)$$

Для сильной ударной волны было получено значение $\alpha = 1$.

Решение задачи о комптонизации в сильной ударной волне. Пренебрежение температурными эффектами сильно ограничивает область применимости полученного решения. Попробуем отказаться от этого предположения.

Переходя к переменным $x = h\nu/kT_e$ и τ , получим для стационарной одномерной задачи уравнение

$$\frac{m_e c^2}{kT_e} \left(-\frac{1}{3} \Delta_\tau n + \frac{1}{c} (v \nabla_\tau) n \right) = -\delta x \frac{\partial n}{\partial x} + \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} x^4 \left(\frac{\partial n}{\partial x} + n \right). \quad (6)$$

Здесь $\delta = -\frac{m_e c}{3kT_e} \frac{dv}{d\tau}$, $\nabla_\tau = \frac{\partial}{\partial \tau}$. Поскольку мы рассматриваем сжимающуюся среду, величина δ положительна. Уравнение (6) допускает разделение переменных, если $dv/d\tau = \text{const}$. Рассмотрим этот случай.

Стандартным образом, полагая $n(\tau, x) = A(\tau)N(x)$, получим пару уравнений:

$$\frac{m_e c^2}{kT_e} \left(\frac{1}{3} \Delta_\tau A - \frac{1}{c} (v \nabla_\tau) A \right) = -\gamma A, \quad (7a)$$

$$\frac{1}{x^2} \frac{d}{dx} x^4 \left(\frac{dN}{dx} + N \right) - \delta x \frac{dN}{dx} = \gamma N. \quad (7b)$$

Нас интересует функция $N(x)$. Для нахождения постоянной разделения γ нет необходимости решать уравнение (7a). Ниже в конкретных примерах мы будем считать, что величина

$$\frac{dv}{d\tau} = -\frac{3kT_e}{m_e c} \delta$$

известна либо из эксперимента, либо из решения задачи о торможении плазмы в радиационно-доминированной ударной волне. Это позволяет решать лишь уравнение (7b). Связь между постоянной разделения γ и параметром δ найдем, умножая уравнение (7b) на x^3 и интегрируя от 0 до ∞ . Получим

$$\gamma = 4\delta, \quad (8)$$

так как в силу условия (3) первый член зануляется. Полученное соотношение есть следствие сохранения энергии: сколько энергии передается излучению (эта величина определяется дивергенцией скорости, т. е. δ), столько и уносится излучением из зоны энерговыделения (величина γ согласно (7a) определяет темп выхода фотонов).

Решение уравнения (7b) выражается через функции Уиттекера (Уиттекер и Ватсон, 1963). На частотах x , больших характерной частоты источника мягких фотонов, спектр имеет вид

$$N(x) = x^{\frac{\delta-1}{2}} e^{-\frac{x}{2}} W_{2+\frac{\delta}{2}, \frac{1}{2}} \sqrt{9+10\delta+\delta^2}(x). \quad (9)$$

Выпишем удобное интегральное представление функции Уиттекера

$$W_{\lambda, \mu}(x) = \frac{x^{\frac{1}{2}-\mu} e^{-\frac{x}{2}}}{\Gamma\left(\mu - \lambda + \frac{1}{2}\right)} \int_0^\infty e^{-t} t^{\mu-\lambda-\frac{1}{2}} (x+t)^{\mu+\lambda-\frac{1}{2}} dt, \quad (10)$$

где $\Gamma(z)$ — гамма-функция. В нашем случае $\mu = \frac{1}{2} \sqrt{9+10\delta+\delta^2}$, $\lambda = 2 + \frac{\delta}{2}$. Напомним, что $\delta > 0$.

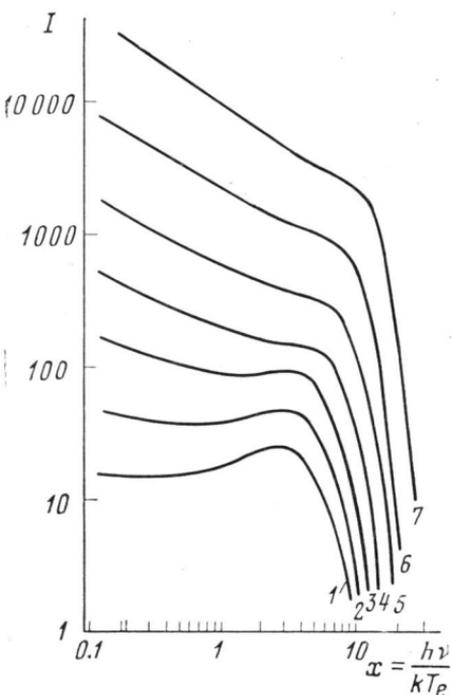


Рис. 1. Спектры излучения (9), формирующиеся в радиационно-доминированных ударных волнах. δ : 1 — 0.5; 2 — 1; 3 — 2; 4 — 3.5; 5 — 5; 6 — 6.5; 7 — 10; α : 1 — 0.137, 2 — 0.236, 3 — 0.37, 4 — 0.5, 5 — 0.58, 6 — 0.64, 7 — 0.73

На рис. 1 приведены спектры (9), получающиеся при разных значениях δ .

Как видно из (10), спектры на низких частотах $x \ll 1$ имеют степенной вид со спектральным индексом (см. формулу (5))

$$\alpha = \frac{1}{2} (\sqrt{9 + 10\delta + \delta^2} - 3 - \delta). \quad (11)$$

При низких температурах T_e , когда $\delta \rightarrow \infty$, в соответствии с решением Бланфорда и Пэйна $\alpha \rightarrow 1$.

При $x \rightarrow \infty$ решение имеет асимптотику

$$I(x) \propto x^3 N(x) = Bx^{3+\delta} e^{-x}. \quad (12)$$

При комптонизации на тепловых электронах в облаке плазмы всегда возникает виновская асимптотика $I \propto x^3 e^{-x}$ (Сюняев и Титарчук, 1980). Это связано с тем, что фотоны отбирают энергию у электронов только до тех пор, пока $h\nu < 3kT_e$. Фотоны с энергией $h\nu \approx 3kT_e$ находятся в равновесии с электронным газом и свою энергию не увеличивают (Компанец, 1956). В нашем случае энергия фотона увеличивается все время, пока он находится в ударной волне. Правда, более энергичные фотоны отдают больше энергии при отдаче. Поэтому и возникает экспоненциальный завал в спектре. Однако даже высокочастотные фотоны в среднем набирают энергию, поэтому и асимптотика спектра имеет неравновесный вид (12).

Мощность источников фотонов и температура электронов. Решение (9) применимо при $x \gg x_0$, где x_0 — характерная частота источника мягких фотонов. В общем случае необходимо решать неоднородное уравнение, учитывающее рождение мягких фотонов. Если источник мягких фотонов имеет монохроматический спектр с частотой x_0 , то полный спектр, образующийся в ударной волне, определяется функцией Грина уравнения (7б) (подробности см. в работе Сюняева и Титарчука (1980)):

$$G(x, x_0) = \begin{cases} \frac{\gamma \Gamma\left(\mu - \lambda + \frac{1}{2}\right)}{\Gamma(2\mu + 1)} M_{\lambda, \mu}(x_0) \frac{e^{-\frac{x_0-x}{2}}}{x_0^{\delta/2} x^{\frac{1-\delta}{2}}} W_{\lambda, \mu}(x), & x > x_0, \\ \frac{\gamma \Gamma\left(\mu - \lambda + \frac{1}{2}\right)}{\Gamma(2\mu + 1)} W_{\lambda, \mu}(x_0) \frac{e^{-\frac{x_0-x}{2}}}{x_0^{\delta/2} x^{\frac{1-\delta}{2}}} M_{\lambda, \mu}(x), & 0 < x < x_0, \end{cases} \quad (13)$$

где

$$M_{\lambda, \mu}(x) = \frac{x^{\mu + \frac{1}{2}}}{2^{2\mu} B\left(\mu + \lambda + \frac{1}{2}, \mu - \lambda + \frac{1}{2}\right)} \int_{-1}^1 (1+t)^{\mu - \lambda - \frac{1}{2}} (1-t)^{\mu + \lambda - \frac{1}{2}} e^{\frac{xt}{2}} dt. \quad (14)$$

Здесь $B(y, z)$ — бета-функция.

Если источник мягких фотонов имеет спектр $I_0(x) = x^3 n_0(x)$, спектр, формирующийся в ударной волне, будет иметь вид

$$I(x) = x^3 N(x) = x^3 \int_0^\infty G(x, x_0) n_0(x_0) dx_0. \quad (15)$$

В частности, если источник излучает чернотельный спектр с температурой $T = T_e/a$:

$$n_0 = \frac{a^3}{2\zeta(3)} \frac{1}{e^{ax} - 1} \quad (16)$$

(число фотонов нормировано на единицу: $\int n_0 x^2 dx = 1$, $\zeta(3) = 1.2$), то при $a \gg 1$ в ударной волне формируется жесткий хвост

$$I = \frac{\gamma_\zeta^2 (\alpha + 3) \Gamma(\alpha + 3) \Gamma(\alpha)}{2\zeta(3) a^\alpha \Gamma(2\mu + 1)} x^{1 + \frac{\delta}{2}} W_{\lambda, \mu}(x). \quad (17)$$

Здесь и далее предполагается, что источники фотонов распределены в пространстве в соответствии с решением уравнения (7а) с краевыми условиями A (на входе ударной волны) $= 0$, A (на выходе) $= 1$. Только тогда переменные в уравнении (6) разделяются.

Плотность лучистой энергии $\epsilon_r = \frac{8\pi h}{c^3} \int n\nu^3 d\nu$ на выходе ударной волны определяется соотношением (Зельдович и Райзер, 1966)

$$\epsilon_r = 3s(v_0 - v) = \frac{18}{7} sv_0, \quad (18)$$

где $s = \rho_0 v_0$ — поток массы. Если нам заданы параметры ударной волны (v_0, s и $dv/d\tau$), а также мощность и спектр излучения источника мягких фотонов, то температура электронов, установившаяся в ударной волне, определяется из условия (3). Конкретно, если источник мягких фотонов имеет монохроматический спектр с частотой $x_0 \ll 1$, то, интегрируя (13), найдем плотность энергии излучения

$$\epsilon_r = \frac{\pi}{\sin \alpha\pi} \left(\frac{h\nu_0}{kT_e} \right)^{\alpha-1} P \frac{\Gamma(\mu + \lambda + \frac{1}{2})}{\Gamma(2\mu + 1)}, \quad (19)$$

где P — энергия фотонов, произведенных в единице объема за единицу «времени» $y = \frac{kT_e}{m_e c^2} \sigma_T N_e c t$. Приравнявая (18) и (19), получим соотношение, с помощью которого по $v_0, s, v_0, dv/d\tau$ и P можно определить T_e .

Обсуждение. Остановимся подробнее на смысле полученного решения. Поскольку мы предполагаем, что характерная частота источника фотонов $h\nu_0 \ll kT_e$, интересующий нас спектр при $h\nu \gg h\nu_0$ формируют только фотоны, испытавшие очень большое число рассеяний, намного превышающее среднее число рассеяний для данного облака плазмы (Сюняев и Титарчук, 1980). Поскольку эти фотоны находятся в облаке намного дольше, чем среднее время выхода, спектр этих фотонов оказывается независимым от координат. От координат зависит только плотность фотонов. Поэтому всегда при комптонизации в облаках не очень большой оптической толщины спектр излучения факторизуется: $n(\mathbf{r}, \nu) = A(\mathbf{r})N(\nu)$ вне зависимости от распределения источников низкочастотных фотонов.

Обычно в задачах комптонизации излучения в облаке горячей плазмы решается уравнение

$$\frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} x^4 \left(\frac{\partial n}{\partial x} + n \right) + \frac{1}{3} \frac{m_e c^2}{kT_e} \Delta_\tau n = 0.$$

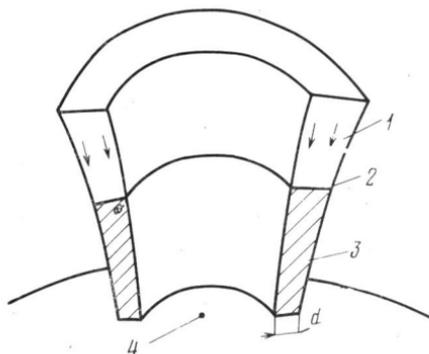
При разделении переменных решение представляется в виде ряда по собственным функциям оператора диффузии. Однако спектр в области $h\nu \gg \gg h\nu_0$ определяется только первым членом этого ряда, вклад остальных пренебрежимо мал (Сюняев и Титарчук, 1980). Поэтому решение представляется в виде $n(x, \tau) = A(\tau)N(x)$, где $A(\tau)$ — собственная функция диффузионного оператора, соответствующая наименьшему (по абсолютной величине) собственному значению. Это является следствием известной теоремы о том, что решение уравнения

$$du/dt = \hat{L}u$$

асимптотически при $t \rightarrow \infty$ (а интересующий нас спектр как раз и формируют фотоны, которые провели в облаке большое время) выходит на

собственную функцию оператора \hat{L} , соответствующую основному состоянию. Численные расчеты Монте-Карло показывают, что утверждение о независимости вида спектра от координат и от распределения источников низкочастотных фотонов выполняется с очень хорошей точностью (Поздняков и др., 1982). В нашей работе мы имеем дело с нелинейной системой (3)–(4), для которой метод разделения переменных, вообще говоря, неприменим. Тем не менее те же физические соображения позволяют думать, что и в этом случае вид спектра жесткого излучения в области пространства, занятого ударной волной, одинаков. Замечательно, что в предположении $dv/d\tau = \text{const}$ факторизованное решение является точным решением системы*.

Рис. 2. Геометрия аккреционного потока вблизи магнитного полюса (по Баско и Сюняеву, 1976). 1 — свободное падение, 2 — ударная волна, 3 — аккреционная колонка, 4 — магнитный полюс



При обычной комптонизации на тепловых электронах вид спектра определяется из решения стационарного уравнения Компанейца

$$\frac{1}{x^2} \frac{d}{dx} x^4 \left(\frac{dN}{dx} + N \right) = \gamma N,$$

в котором постоянная γ , определяющая темп выхода фотонов из облака, находится из решения задачи диффузии фотонов в облаке. В рассматриваемой ситуации вид спектра определяется уравнением (7б), пространственная диффузия описывается уравнением (7а). Специфика нашего случая состоит в том, что для нахождения постоянной γ нет нужды решать уравнение (7а). Это связано с тем, что мы предполагаем уже решенной динамическую задачу о торможении плазмы (возможность решать эту задачу, не рассматривая спектр излучения, связана с независимостью томсоновского сечения от частоты). Решение этой задачи дает и $dv/d\tau$, и потоки излучения, поэтому, задавая $dv/d\tau$, мы автоматически задаем и соответствующий темп ухода фотонов из области ударной волны. Решать задачу диффузии нет нужды, поскольку спектр определяется только балансом между темпом комптоновского нагрева (левая часть равенства (7б)) и темпом ухода фотонов (правая часть), который мы уже знаем, если считаем заданной $dv/d\tau$. С другой стороны, поскольку нас интересуют только фотоны, достаточно долго находившиеся в области ударной волны, очевидно, что их спектр будет слабо зависеть от конкретного распределения скорости, а будет определяться неким усредненным значением $dv/d\tau$. Поэтому можно решать задачу, полагая $dv/d\tau = \text{const}$ и используя γ , соответствующее данному значению $dv/d\tau$.

2. Спектр излучения в радиационно-доминированной ударной волне, возникающей при аккреции на нейтронные звезды. Очевидной областью приложения полученного решения является аккреция на замагничен-

* При этом существенно, что для факторизованного решения из уравнения (3) следует $T_e = \text{const}$ (в пренебрежении n^2). Поэтому проведенный нами переход от уравнения (4) к уравнению (6) является корректным. Вообще говоря, при переходе к переменной $x = h\nu/kT_e$ в уравнении должны появиться дополнительные члены, пропорциональные dT/dr , однако эти члены автоматически аннулируются, поэтому полученное нами факторизованное решение уравнения (6) удовлетворяет и уравнению (4).

ные нейтронные звезды. Мы примем, что аккреция происходит в соответствии со сценарием, предложенным Баско и Сюняевым (1976). Плазма падает в зону вблизи магнитных полюсов вдоль поверхности цилиндрического сегмента с длиной основания l (рис. 2). Толщина слоя плазмы $d \ll l$. Падающее вещество будет тормозиться выходящим излучением, если светимость превышает значение

$$L^* = 2 \frac{l}{R} GM \frac{c}{\kappa} = 10^{37} \left(\frac{\sigma_T}{\sigma} \right) \left(\frac{l}{5 \cdot 10^5 \text{ см}} \right) \left(\frac{10^6 \text{ см}}{R} \right) \frac{M}{M_\odot} \text{ эрг/с.} \quad (20)$$

Здесь $\kappa = \sigma/m_p$ — непрозрачность, R и M — соответственно радиус и масса нейтронной звезды.

При $L = L^*$ у поверхности нейтронной звезды возникает ударная волна, в которой скорость падает по закону

$$v(H) = -v_0 \left(1 - e^{-\frac{4H}{d}} \right), \quad (21)$$

где $v_0 = \sqrt{2GM/R}$, H — высота точки.

При большей светимости плазма останавливается ударной волной на некоторой высоте над поверхностью, а потом медленно оседает в аккреционной колонке, освобождая свою потенциальную энергию. При достаточно больших светимостях (практически $L > 2L^*$) ударная волна, так же как и в неограниченной среде, описывается выражением (Зельдович и Райзер, 1966)

$$v = v_0 \left(\frac{4}{7} + \frac{3}{7} \text{th} \frac{3}{2} \tau \right), \quad (22)$$

где $v_0 = \sqrt{GM/(R+H)}$, $\tau = \sigma \int N_e dH$.

Выражения (21, 22) получены в результате решения системы уравнений радиационной газодинамики (уравнения сохранения массы, импульса и энергии) при граничных условиях: свободный уход фотонов со стенок колонки, свободное (сверхзвуковое) падение газа до ударной волны и дозвуковое течение после. Решение (21) соответствует вырожденному случаю, когда происходит полная остановка газа в ударной волне.

Структура ударной волны изображена на рис. 3. Зона, в которой формируется спектр (9), ограничена штрихпунктирными линиями. На рисунке также схематически показано распределение температуры электронов по высоте над поверхностью нейтронной звезды в районе ударной волны. Высоко над ударной волной из-за ухода фотонов вбок и сноса их потоком плотность энергии излучения слишком мала, чтобы эффективно греть электроны. Только в окрестности ударной волны комптоновское взаимодействие успевает установить электронную температуру в соответствии с формулой (3). Поскольку, как уже обсуждалось в предыдущем пункте, вид спектра не зависит от координат, температура в области ударной волны оказывается практически постоянной. В глубоких плотных областях колонки происходит термализация излучения, устанавливается чернотельный спектр и температура определяется соотношением Стефана—Больцмана

$$T_e = (\epsilon_r/a)^{1/4}. \quad (23)$$

При этом, так как в ударной волне практически та же плотность лучистой энергии должна обеспечиваться меньшим числом фотонов, температура там оказывается выше, чем в колонке (рис. 4). Поэтому ударная волна даст жесткий хвост в полном спектре излучения рентгеновского пульсара.

Для численных оценок можно принять, как следует из формул (21), (22), что $dv/d\tau \approx 0.2$ с. Тогда, определив по виду спектра величину δ ,

можно найти температуру электронов в ударной волне:

$$kT_e \approx \frac{0.07}{\delta} m_e c^2. \quad (24)$$

Полученные результаты можно применять, только если основным процессом, обеспечивающим обмен энергией между веществом и излучением, является комптоновское рассеяние, а не циклотронные процессы. Так будет, если магнитное поле в области ударной волны $B \lesssim (1 \div 2) \cdot 10^{11}$ Гс. В этом случае в интересующем нас диапазоне частот $h\nu \gtrsim 10$ кэВ оптическая толщина по циклотронному поглощению (на высоких гармониках) меньше оптической толщины по томсоновскому рассеянию. Поэтому циклотронное излучение и поглощение не играет роли, а комптонизация при условии $h\nu_B \ll \ll h\nu \ll m_e c^2$ происходит так же, как и в отсутствие магнитного поля (Гнедин и Сюняев, 1973).

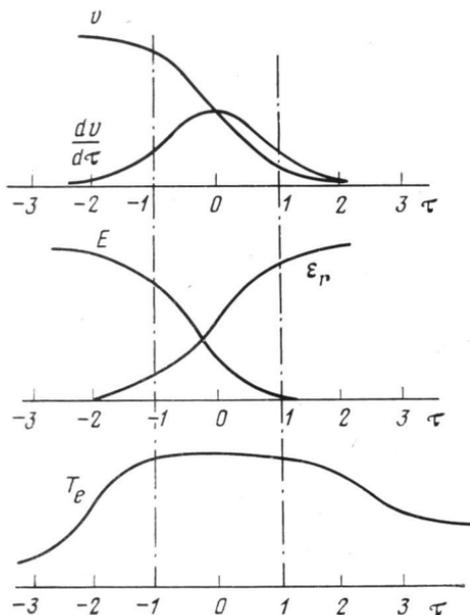


Рис. 3

Рис. 3. Структура ударной волны, возникающей при аккреции на замагниченную нейтронную звезду. Показаны распределения скорости потока v , плотности лучистой энергии ϵ_r , кинетической энергии потока $E = v^2/2$ и электронной температуры T_e

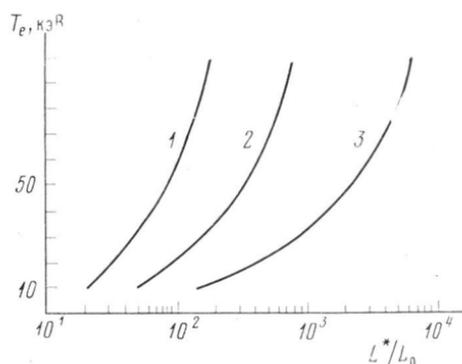


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость электронной температуры, устанавливающейся в ударной волне, от светимости источника мягких фотонов L_0 при $h\nu_0 = 5$ (1), 1 (2) и 0.1 кэВ (3). Расчет проведен для рентгеновского пульсара, светимость которого равна критической L^*

Наши результаты применимы также в другом предельном случае, когда магнитное поле столь велико, что гирочастота больше, чем частоты, на которых формируется спектр (9). В этом случае отбор энергии у вещества происходит при комптоновском рассеянии фотонов обыкновенной волны. Фотоны необыкновенной волны выходят из плазмы беспрепятственно, поскольку для них сечение $\sigma = \sigma_T (v/v_B)^2 \ll \sigma_T$. Сечение рассеяния обыкновенных фотонов в пределе $v/v_B \ll 1$ равно

$$\sigma(\theta) = \sigma_T \left[\sin^2 \theta + \left(\frac{v}{v_B} \right)^2 \right]. \quad (25)$$

Здесь θ — угол между направлением магнитного поля и направлением движения рассеиваемого фотона. Коэффициент пространственной диффузии для них

$$D = \frac{\overline{\cos^2 \theta}}{\sigma(\theta) N_e} = \frac{\ln 2 - 1 - \ln \frac{v}{v_B}}{\sigma_T N_e}. \quad (26)$$

В интересующей нас ситуации $\ln \frac{v_B}{v} \approx 2 \div 3$, поэтому коэффициент диффузии при наличии магнитного поля в 5–10 раз больше, чем коэффициент диффузии $D_0 = \frac{1}{3\sigma_T N_e}$ в изотропной ситуации. Отсюда следует, что при наличии сверхсильного ($\geq 10^{13}$ Гс) магнитного поля в 5–10 раз увеличивается критическая светимость L^* , т. е. требуемый для возникновения радиационно-доминированной ударной волны темп аккреции. При этом все соотношения, полученные для ударной волны Баско и Сюняевым (1976), будут выполняться, если в качестве σ подставить $\frac{D_0}{D} \sigma_T$. В частности, не изменится величина $dv/d\tau$, если под τ понимать толщину, измеренную по усредненному сечению σ .

В уравнение (4) сечение томсоновского рассеяния входит дважды: в член, описывающий пространственную диффузию (в него, как мы только что выяснили, нужно подставлять усредненное сечение), и в оператор Компанейца, описывающий комптонизацию на максвелловских электронах. Как показали Баско и Сюняев (1975), наличие сверхсильного магнитного поля, такого, что $v_B \gg v$, приводит к уменьшению эффективного сечения комптонизации в 7.5 раз. Поэтому в последнем члене правой части уравнения (4) необходимо σ_T заменить на $\sigma_T/7.5$. Переходя к переменным x , $\tau = \sigma \int N_e dr$ и разделяя переменные, приходим к уравнению, совпадающему с уравнением (6), если принять $\delta = -\frac{m_e c}{3kT_e} \frac{dv}{d\tau} \frac{7.5\sigma}{\sigma_T}$. Таким образом, наше решение применимо и в случае сверхсильного магнитного поля.

В ударной волне вся кинетическая энергия падающего вещества передается излучению, имеющему спектр (9). Однако только доля $\sim (L^*/L)^2$ этого излучения выходит из колонки непосредственно из области ударной волны. В рентгеновских пульсарах с большой светимостью почти вся выделившаяся в ударной волне энергия уносится потоком вниз, перерабатывается в оптически толстых областях колонки и излучается затем в более мягком диапазоне. Фотоны, вышедшие непосредственно из ударной волны, дают только жесткий хвост, спектр которого описывается выражением (9). В случае же пульсаров со светимостью, близкой к критической, основная доля выходящего излучения должна иметь спектр (9).

Таким образом, полученный спектр должен наблюдаться у рентгеновских пульсаров, светимости которых равна или не очень сильно превышает L^* (см. (20)), т. е. находится в интервале $10^{37} - 10^{38}$ эрг/с. Возможными кандидатами являются Cen X-3, 4U 0115 + 634, A 0535 + 262, GX 1 + 4, GX 301 - 2.

Светимость пульсара Нег X-1 также находится в рассматриваемом интервале. Возможно, что этот пульсар светит в критическом режиме, и мы видим спектр типа (9), на который наложены линии поглощения, соответствующие первой и второй гармонике гирочастоты (при поле $B \approx 4 \cdot 10^{12}$ Гс).

3. Формирование спектров излучения в радиационно-доминированной турбулентной плазме. К рассмотренной задаче тесно примыкает задача о формировании спектра излучения при торможении чисто сдвиговых движений плазмы (например, турбулентных) в результате действия лучистой вязкости. Чан и Джонс (1975) показали, что эволюция спектра в такой ситуации описывается обычным уравнением Компанейца (1956)

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\sigma_T N_e h}{m_e c} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} v^4 \left(\frac{kT_{\text{эф}}}{h} \frac{\partial n}{\partial v} + n \right), \quad (27)$$

где $T_{\text{эф}}$ задается выражениями (1)–(3). Поэтому спектр излучения, выходящего из облака, будет таким же, как и при отсутствии турбулентно-

сти. Такой спектр, как показали Сюняев и Титарчук (1980), описывается функцией Уиттекера

$$N(x) = \frac{e^{-\frac{x}{2}}}{x^2} W_{2, \sqrt{\frac{9}{4} + \gamma}}(x), \quad (28)$$

где $x = \frac{h\nu}{kT_{\text{эф}}}$, γ определяется темпом выхода фотонов из облака; в случае

сферической геометрии $\gamma = \frac{\pi^2 m_e c^2}{3(\tau + 2/3)^2 kT_{\text{эф}}}$, τ — оптическая толщина облака.

На низких частотах спектр имеет степенной вид со спектральным индексом $\alpha = \sqrt{\frac{9}{4} + \gamma} - \frac{3}{2}$.

Измерения спектра источника Cyg X-1, являющегося, согласно общепринятой интерпретации, аккрецирующей черной дырой, показали, что спектр этот описывается выражением (28) при $T_{\text{эф}} = 27$ кэВ, $\alpha = 0.56$ (Сюняев и Трюмпер, 1979). Интерпретация этих измерений зависит от наших представлений о процессах, происходящих в источнике. Если диссипация турбулентности в диске происходит в результате действия молекулярной вязкости, процесс передачи энергии крупномасштабных движений излучению происходит по обычной цепочке: крупномасштабные движения \rightarrow тепловое движение протонов \rightarrow тепловое движение электронов \rightarrow излучение \rightarrow выход из источника.

В таком случае $T_e = T_{\text{эф}}$. Если диссипация происходит в результате действия лучистой вязкости, цепочка, как уже упоминалось, другая:

$$\begin{array}{ccccccc} \text{крупномасштабные движения} & \rightarrow & \text{излучение} & \rightarrow & \text{электроны} & \rightarrow & \text{протоны.} \\ & & & & \downarrow & & \\ & & & & \text{выход из источника} & & \end{array}$$

При этом температура электронов определяется соотношением (3), подставляя в которое (28) и пренебрегая n^2 по сравнению с n , получим

$$\frac{T_e}{T_e + T^*} = \frac{1}{4} (4 + \alpha)(1 - \alpha). \quad (29)$$

Для Cyg X-1 отсюда получается $T_e \approx T^* \approx 13$ кэВ. Определение турбулентных скоростей по T^* требует знания характерной оптической толщины турбулентных вихрей. Как видно из (2), требуемая для получения заданной T^* скорость уменьшается с уменьшением размеров вихря. Поэтому минимальное требуемое v_{turb} получится в случае оптически прозрачных вихрей, для которых (2) заменяется на

$$kT^* = \frac{m_e v_{\text{turb}}^2}{3}. \quad (30)$$

Для параметров Cyg X-1 получаем отсюда требуемое $v_{\text{turb}} \approx c/3$. В стандартной теории дисковой аккреции (Шакура и Сюняев, 1973, 1976) такие турбулентные скорости получить трудно. Поэтому обычно принимается $T = T_{\text{эф}} = 27$ кэВ. Однако изложенная выше трактовка также представляет определенный интерес.

ЛИТЕРАТУРА

- Баско М. М. и Сюняев Р. А. *Astron. and Astrophys.*, 1975, **42**, 311.
 Баско М. М. и Сюняев Р. А. *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, 1976, **175**, 395.
 Бегельман (Begelman M. C.). *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, 1979, **187**, 237.
 Бланфорд и Пэйн (Blandford R. D., Payne D. G.). *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, 1981a, **194**, 1033.
 Бланфорд и Пэйн (Blandford R. D., Payne D. G.). *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, 1981b, **184**, 1041.
 Вайнберг (Weinberg S.) *Astrophys. J.*, 1971, **168**, 175.
 Гнедин Ю. Н. и Сюняев Р. А. *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 1973, **65**, 102.

- Дэвидсон (Davidson K.). Nature Phys. Sci., 1973, 246, 1.
- Зельдович Я. Б., Илларионов и Сюняев Р. А. Ж. эксперим. и теор. физ., 1972, 62, 1217.
- Зельдович Я. Б. и Левич Е. В. Письма в ЖЭТФ, 1970, 11, 57.
- Зельдович Я. Б. и Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
- Колгейт (Colgate S. A.). Astrophys. J., 1975, 195, 493.
- Компанеев А. С. Ж. эксперим. и теор. физ., 1956, 31, 876.
- Пейро (Peugraud J.). J. phys., 1968, 26, 88.
- Поздняков Л. А., Соболев И. М. и Сюняев Р. А. In: Sov. sci. revs. Sect. E. Astrophys. and space phys./ Ed. Sunyaev R. A., Harwood Academic publ, 1982.
- Пэйи и Бланфорд (Payne D. G., Blandford R. D.). Monthly Not. Roy. Astron. Soc., 1981, 196, 781.
- Силк (Silk J.). Astrophys. J., 1968, 151, 459.
- Сюняев Р. А. и Титарчук Л. Г. Astron. and Astrophys., 1980, 86, 121.
- Сюняев Р. А. и Трюмпер И. (Sunyaev R. A., Trümper J.). Nature, 1979, 279, 506.
- Уиттекер Е. Т. и Ватсон Дж. Курс современного анализа, М.: Наука, 1963.
- Чан и Джонс (Chan K. L., Jones J. T.). Astrophys. J., 1975, 200, 454.
- Шакура Н. И. Астрон. ж., 1974, 51, 441.
- Шакура Н. И. и Сюняев Р. А. Astron. and Astrophys., 1973, 24, 337.
- Шакура Н. И. и Сюняев Р. А. Monthly Not. Roy. Astron. Soc., 1976, 175, 613.

Ин-т космических исследований
АН СССР, Москва

Поступила в редакцию
24 апреля 1982 г.