

УДК 524.354.4-732-337

ИЗГИБНОЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ПОЛЯРНЫХ ОБЛАСТЕЙ РАДИОПУЛЬСАРОВ С АСИММЕТРИЧНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

© 2006 г. Д. П. Барсуков, Е. М. Кантор, А. И. Цыган

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 16.03.2005 г.; принята в печать 06.07.2005 г.

Рассмотрено влияние асимметричности магнитного поля на интенсивность, спектр и форму импульса изгибаемого гамма-излучения полярных областей радиопульсаров. Пульсар рассматривается в модели Голдрайха–Джулиана со свободным истечением зарядов с поверхности нейтронной звезды. Учтено влияние на изгибаемое излучение как изменения кривизны силовых линий магнитного поля, так и изменения электрического поля, вызванных недипольностью магнитного поля. Показано, что наличие даже небольшой недипольности магнитного поля (меньшей 10%) способно привести к сильному падению интенсивности изгибаемого гамма-излучения, при этом изгибаемое рентгеновское излучение (энергии фотонов < 100 кэВ) меняется слабо.

1. ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о влиянии недипольности магнитного поля на рентгеновское и гамма-излучение радиопульсаров в настоящее время активно разрабатывается. Особый интерес к этой теме в настоящее время был вызван открытием в 1999 г. [1] долгопериодического радиопульсара. Для объяснения его существования в работах [2, 3] было предположено наличие сильной недипольной составляющей магнитного поля на поверхности нейтронной звезды у этого пульсара.

Рентгеновское и гамма-излучение радиопульсаров с дипольным магнитным полем было подробно исследовано в ряде работ, например: в работах [4, 5] — для радиопульсаров в модели “polar caps”, в работах [6, 7] — для модели “outer gap”, в работе [8] — для модели “slot gap”.

Впервые учет влияния недипольности магнитного поля на работу пульсара был произведен в [9]. В работе [10] рассмотрено влияние осесимметричной недипольности магнитного поля на электродинамику пульсара, работающего в режиме свободного истечения электронов с поверхности нейтронной звезды. В 1996 г. Пальшин и Цыганом [11] было рассмотрено влияние недипольности магнитного поля на генерацию электрон-позитронных пар и тепловое рентгеновское излучение полярных областей радиопульсаров с учетом общерелятивистского эффекта увлечения инерциальных систем отсчета. В 2000 г. в работе [12] было опубликовано выражения для электростатического потенциала во вращающейся системе отсчета для случая осесимметричного недипольного магнитного поля с учетом эффектов

ОТО. В 2003 г. Кантор и Цыган [13] получили выражение для электростатического потенциала для асимметричного магнитного поля. В настоящее время влияние недипольности магнитного поля на работу радиопульсаров подробно исследовано в работах [14, 15].

Данная работа является прямым продолжением работ [11, 13, 16]. В ней рассматривается влияние на характеристики изгибаемого гамма-излучения радиопульсаров не только эффектов, связанных с увеличением кривизны силовых линий, но и влияние недипольности магнитного поля на электростатический потенциал.

Радиопульсар рассматривается в модели Голдрайха–Джулиана со свободным истечением электронов с поверхности нейтронной звезды. Пульсарный диод располагается на поверхности нейтронной звезды (модель “polar cap”).

При расчете нетеплового рентгеновского и гамма-излучения радиопульсара учитывается только изгибаемое излучение ультрарелятивистских первичных электронов, пренебрегается излучением, связанным с обратным комптоновским рассеянием тепловых фотонов с поверхности нейтронной звезды на первичных электронах, также пренебрегается излучением, порожденным вторичными электронами и позитронами.

Данное приближение вполне оправдано, если поверхность нейтронной звезды достаточно холодная. В дальнейшем мы планируем учесть влияние обратного комптоновского рассеяния на гамма-излучение полярных областей радиопульсаров с недипольным магнитным полем.

В данной статье учитывается только поглощение фотонов в магнитном поле, связанное с рождением электрон-позитронных пар в несвязанном состоянии. Пренебрегается всеми эффектами ОТО, кроме учета общерелятивистского эффекта увлечения инерциальных систем отсчета, который дает существенный вклад при расчете электрического поля.

2. НЕДИПОЛЬНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

В данной статье для описания недипольности магнитного поля используется следующая модель [11] (см. также [13]). Пусть звезда радиуса a обладает дипольным магнитным моментом \vec{m} (так что поле на ее магнитном полюсе равно $B_0 = 2m/a^3$) и на расстоянии $a\Delta$ ($\Delta < 1$) от поверхности (вглубь звезды) в области полюса нейтронной звезды располагается дополнительный диполь с магнитным моментом \mathbf{m}_1 . Вектор \mathbf{m}_1 перпендикулярен вектору \mathbf{m} , лежит в плоскости $(\boldsymbol{\Omega}, \mathbf{m})$ и направлен к оси вращения пульсара. Параметр Δ полагается равным 0.1, что соответствует толщине коры нейтронной звезды и не приводит к быстрому распаду дополнительного диполя \mathbf{m}_1 . Введем сферическую систему координат $(\eta = r/a, \theta, \phi)$ с осью $z \parallel \mathbf{m}$.

Тогда пренебрегая для простоты кривизной пространства вблизи нейтронной звезды, получаем в малоугловом приближении $\theta \ll 1$ следующее выражение для суммарного магнитного поля $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1$:

$$B_\eta = \frac{B_0}{\eta^3}, \quad B_\theta = \frac{B_0}{\eta^3} \left(\frac{\theta}{2} + \mu \cos \phi \right), \quad (1)$$

$$B_\phi = -\frac{B_0}{\eta^3} \mu \sin \phi,$$

где $\mu = \nu \left(\frac{\Delta \eta}{\eta - 1 + \Delta} \right)^3$, $\nu = B_1/B_0$ — отношение напряженностей полей B_1 и B_0 на полюсе нейтронной звезды ($\eta = 1, \theta = 0$).

Рассмотрим силовые линии в плоскости векторов \mathbf{m}_1, \mathbf{m} . Их радиус кривизны ρ_c хорошо описывается (при $\nu \leq 0.5, \Delta \approx 0.1$) следующей приближенной формулой:

$$\rho_c = 2\eta a \left\{ \frac{3}{2}\theta + \mu \left[\left(\frac{3(1-\Delta)}{\eta-1+\Delta} \right) - \frac{1}{2} \right] \right\}^{-1}. \quad (2)$$

3. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

Используем результаты работы [13], в которой была построена электродинамическая модель радиопульсаров с недипольным магнитным полем

с учетом общерелятивистского эффекта увлечения инерциальных систем отсчета. Электростатический потенциал Φ во вращающейся системе отсчета удовлетворяет уравнению Пуассона [17, 18]:

$$\operatorname{div} \left(\frac{1}{\alpha} \nabla \Phi \right) = -4\pi(\rho + \rho_{eff}), \quad (3)$$

где $\rho_{eff} = \frac{1}{4\pi c} \operatorname{div} \left\{ \frac{1}{\alpha} \left(1 - \frac{k}{\eta^3} \right) [[\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}] \times \mathbf{B}] \right\}$ — плотность Голдрайха–Джулиана, ρ — плотность электрического заряда частиц, истекающих с поверхности нейтронной звезды, $\alpha = \sqrt{1 - \epsilon/\eta}$, $\epsilon = r_g/a$, $r_g = 2GM/c^2$ — гравитационный радиус нейтронной звезды, r — радиальная координата в метрике Шварцшильда, $\eta = r/a$, $k = \epsilon\beta$, $\beta = I/I_0$ — момент инерции нейтронной звезды в единицах $I_0 = Ma^2$, $\boldsymbol{\Omega}$ — вектор угловой скорости вращения нейтронной звезды.

В дальнейшем будем, для простоты, пренебрегать эффектами, связанными с кривизной пространства вблизи нейтронной звезды, и полагать всюду $\alpha \equiv 1$ (при этом члены, содержащие k , будут учитываться). Это, в частности, означает, что мы пренебрегаем гравитационным красным смещением фотонов.

С использованием для нахождения магнитного поля формулы (1) в малоугловом приближении $\theta \ll 1$ выражение для ρ_{eff} принимает вид [13]

$$\rho_{eff} = \frac{\Omega B_0}{2\pi c} \frac{1}{\eta^3} \left[\left(1 - \frac{k}{\eta^3} \right) \cos \chi - \mu \left(1 + \frac{1}{2} \frac{k}{\eta^3} \right) \sin \chi \right], \quad (4)$$

где χ — угол между векторами $\boldsymbol{\Omega}$ и \mathbf{m} .

На поверхности нейтронной звезды предполагается $E_{||}|_{\eta=1} = 0$ (где $E_{||} = (\mathbf{E}\mathbf{B})/B$ — составляющая электрического поля вдоль вектора \mathbf{B}), на стенках пульсарной трубки — $\Phi = 0$. На высоте $z_c \equiv \eta_c - 1$ предполагается наличие верхней обкладки диода (анода), т.е. ставится условие $E_{||}|_{\eta=\eta_c} = 0$.

Получающийся при данных предположениях потенциал был найден в [13]. Для тонкой трубки с большой высотой верхней обкладки $z_c \gg \theta_s$ (где θ_s — поперечная ширина трубки в радиусах звезды) он принимает вид

$$\Phi = \frac{\Omega F}{2\pi c} (1 - \xi^2) \left[\left(1 - \frac{k}{\eta^3} \right) f(\eta) - (1 - k)f(1) \right], \quad (5)$$

где $F = \pi(\theta_s a)^2 B$ — поток магнитного поля в трубке,

$$f(\eta) \equiv \left\{ \cos \chi - \right.$$

$$- \mu \left[\left(1 + \frac{1}{2} \frac{k}{\eta^3} \right) / \left(1 - \frac{k}{\eta^3} \right) \right] \sin \chi \Bigg\} / \sqrt{1 + \mu^2}$$

(при $k = 0$ данная величина совпадает с косинусом угла между Ω и значением вектора \mathbf{B} на оси трубки).

Для случая $z_c \lesssim \theta_s$, $z_c \ll \Delta$, $\theta_s \ll \Delta$ и для угла наклона магнитных силовых линий к поверхности нейтронной звезды много меньше максимума из величин θ_s/z_c и z_c/θ_s полученное нами решение уравнения (3) принимает вид

$$\Phi = 2\Phi_0 K_1 \sum_{i=0}^{\infty} \frac{1}{\gamma_i^2} \left(z + \frac{F(z, \gamma_i)}{\gamma_i} \right) \frac{2}{k_i J_1(k_i)} J_0(k_i \xi), \quad (6)$$

$$\rho = \frac{\Omega B}{2\pi c} A(\xi), \quad (7)$$

где ξ сохраняет смысл координаты поперек оси трубки ($\xi = 0$ соответствует оси трубки, $\xi = 1$ — стенкам трубки),

$$F(z, \gamma) = - \frac{(1 - e^{-\gamma z})(1 + e^{-\gamma(z_c - z)})}{1 + e^{-\gamma z_c}}, \quad (8)$$

$$A(\xi) = -K_0 - K_1 \sum_{i=0}^{\infty} \frac{1}{\gamma_i} \frac{(1 - e^{-\gamma_i z_c})}{(1 + e^{-\gamma_i z_c})} \times \quad (9)$$

$$\times \frac{2}{k_i J_1(k_i)} J_0(k_i \xi),$$

$\Phi_0 = \frac{\Omega a}{c} B_s a$, B_s — значение магнитного поля на поверхности нейтронной звезды в центре трубки, $\gamma_i = k_i/\theta_s$, k_i — корни уравнения $J_0(k) = 0$, а выражения для коэффициентов K_0 и K_1 имеют вид

$$K_0 = (1 - k) \frac{1}{\sqrt{1 + \nu^2}} \cos \chi - \quad (10)$$

$$- \left(1 + \frac{1}{2} k \right) \frac{\nu}{\sqrt{1 + \nu^2}} \sin \chi,$$

$$K_1 = \frac{3\nu}{(1 + \nu^2)^{3/2}} \frac{1 - \Delta}{\Delta} \times \quad (11)$$

$$\times \left((1 - k)\nu \cos \chi + \left(1 + \frac{1}{2} k \right) \sin \chi \right) +$$

$$+ \frac{3k}{\sqrt{1 + \nu^2}} \left(\cos \chi + \frac{1}{2} \nu \sin \chi \right).$$

Выражение (6) при $z_c \rightarrow 0$ переходит в потенциал, полученный в работе [19] (который применим и при $\theta_s \approx \Delta$),

$$\Phi = \Phi_0 K_1 \left(\frac{z_c z^2}{2} - \frac{z^3}{3} \right), \quad (12)$$

но в отличие от его вида для дипольного поля [18] вместо множителя $3k \sim 0.5$ содержит множитель

$K_1 \sim 2-3$ (при $\Delta \sim 0.1$). Это показывает, что и при $z_c \lesssim \theta_s$ порожденный недипольностью магнитного поля потенциал может в случае выбранной нами “благоприятной” по [13] конфигурации магнитного поля (при прочих равных условиях) в несколько раз превосходить потенциал, связанный с увлечением инерциальных систем отсчета.

4. ГЕНЕРАЦИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Всюду в данном пункте используется следующая система координат. Рассмотрим точку x_0 на центральной силовой линии пульсарной трубки. Введем единичный вектор \mathbf{e}_B , касательный к данной силовой линии в точке x_0 . Введем также вектора \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 такие, что набор $(\mathbf{e}_B, \mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2)$ образует ортонормированный базис и вектор \mathbf{e}_1 лежит в плоскости векторов \mathbf{m} и Ω и направлен в сторону оси вращения пульсара.

Сечение пульсарной трубки плоскостью $(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2)$ будет считаться кругом радиуса $a\theta_s(x_0)$ с центром в точке x_0 , где $a^2\theta_s^2(x_0)B(x_0) = a^2\theta_0^2 B_0$ (из условия сохранения потока для тонкой трубки); $B(x_0)$ — напряженность магнитного поля в точке x_0 . Для любой точки x , лежащей в плоскости $(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2)$, вводятся координаты ξ и ϕ следующим образом:

$$\mathbf{x} = \mathbf{x}_0 + a\theta_s(x_0) (\xi \cos \phi \mathbf{e}_1 + \xi \sin \phi \mathbf{e}_2).$$

Таким образом, точки с $\xi \leq 1$ считаются лежащими внутри пульсарной трубки, а точки с $\xi > 1$ — вне нее. Смысл координаты $\eta = r/a$ не меняется.

В дальнейшем, введенные таким образом координаты (η, ξ, ϕ) будут использоваться в качестве координат (η, ξ, ϕ) из разд. 3, а линии $\xi = \text{const}$, $\phi = \text{const}$ — в качестве силовых линий магнитного поля. Данное приближение, как мы считаем, является вполне приемлемым для тонких трубок и $\theta \ll 1$, т.е. в малоугловом приближении.

Первичные электроны, истекающие с поверхности нейтронной звезды, ускоряются электрическим полем (6) вдоль силовых линий магнитного поля.

Дрейфом поперек магнитного поля и переходом электронов на верхние уровни Ландау мы пренебрегаем. Энергия электронов в точке $x = (\eta, \xi, \phi)$ будет считаться равной $\epsilon \equiv mc^2\Gamma = e\Phi + mc^2$, где $\Phi = \Phi(\eta, \xi, \phi)$ — значение потенциала (6) в точке x , m — масса электрона, c — скорость света, e — заряд электрона (по модулю).

Двигаясь вдоль искривленных силовых линий магнитного поля, электроны испускают гамма-кванты изгибного излучения со спектром мощности (по числу частиц) [20]

$$\frac{dN(x, \gamma)}{dt d\gamma} = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \alpha_F \left(\frac{c}{\rho c} \right) \beta \Gamma F \left(\frac{\gamma}{\gamma_c} \right) \frac{1}{\gamma_c}, \quad (13)$$

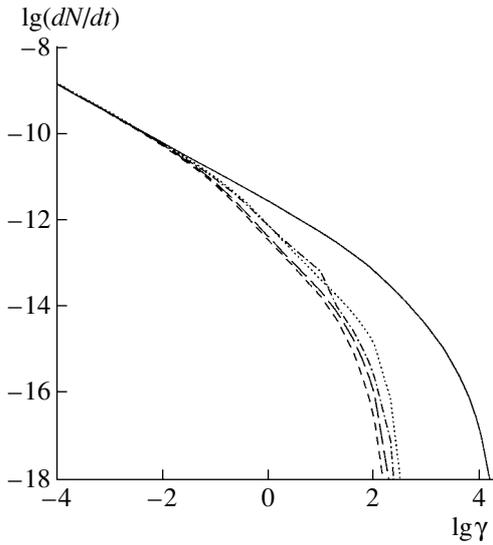


Рис. 1. Усредненный по времени спектр изгибно-го излучения пульсарной трубки для $B = 0.05 B_{cr}$, $P = 0.2$ с, $\chi = 10^\circ$, $k = 0.15$, $\Delta = 0.1$; угол между лучом зрения и осью вращения пульсара равен 10° . Сплошная кривая соответствует дипольному полю ($\nu = 0$), пунктирная кривая — $\nu = 0.1$, штриховая кривая с длинным штрихом — $\nu = 0.2$, штриховая кривая с коротким штрихом — $\nu = 0.3$, штрих-пунктирная кривая — $\nu = 0.5$. Интенсивность изгибного излучения dN/dt измеряется в единицах принимаемого потока от находящегося на расстоянии 1 кпк источника: фот./см²с кэВ. Энергия фотонов γ измеряется в единицах mc^2 .

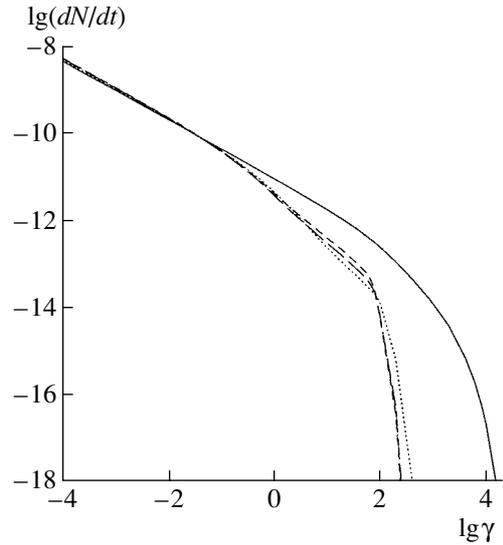


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для $B = 0.05 B_{cr}$, $P = 0.1$ с.

трубки будем учитывать только изгибное излучение первичных электронов внутри пульсарной трубки.

По мере распространения гамма-кванта, из-за кривизны силовых линий растет угол Ψ между импульсом гамма-кванта и вектором напряженности магнитного поля \mathbf{B} . При выполнении условия $\gamma \sin \Psi > 2$ становится возможным поглощение гамма-кванта в магнитном поле с рождением электрон-позитронной пары.

В данной статье используется следующее приближенное выражение для коэффициента поглощения фотона с рождением электрон-позитронной пары при прохождении им 1 см пути [21]:

$$k(x, \gamma, \Psi) = \frac{3}{16} \sqrt{\frac{3}{2}} \alpha_F \frac{1}{\lambda_c} \times \frac{B}{B_{cr}} \sin \Psi \exp \left(-\frac{8}{3} \frac{B_{cr}}{B \gamma \sin \Psi} \right), \quad (14)$$

где $B_{cr} = m^2 c^3 / e \hbar = 4.4110^{13}$ Гс, $B = B(x)$ — напряженность магнитного поля в точке x . Образующаяся при поглощении гамма-квантов электрон-позитронная плазма, начиная с некоторой высоты η_c , экранирует продольное электрическое поле и создает верхнюю обкладку диода (анод), т.е. при $\eta \geq \eta_c$ потенциал считается постоянным вдоль силовых линий: $\Phi(\eta, \xi, \phi) = \Phi(\eta_c, \xi, \phi)$.

В качестве η_c принимается высота η , на которой на силовой линии ($\xi = 0.5, \phi = 0$) коэффициент умножения Q равен 0.1. Близкие значения для $Q(\eta_c)$ были приняты в работах [4, 11]. Здесь надо отметить, что иной выбор значений Q (например, $Q \approx 0.01$) практически не меняет величины η_c (при ξ , не очень близких к 0 и 1). Это связано

$$F(\xi) = \int_{\xi}^{+\infty} K_{5/3}(s) ds,$$

где $\frac{dN}{dt d\gamma} d\gamma$ — число фотонов с энергией γ в интервале $d\gamma$, испускаемых электроном в точке x за 1 с, $\gamma = \frac{\hbar \omega}{mc^2}$ — энергия фотона в единицах mc^2 ,

ω — его частота, $\gamma_c = \frac{3 \lambda_c}{2 \rho_c} \beta \Gamma^3$, Γ — лоренц-фактор

электрона в точке x , $\beta = \frac{\sqrt{\Gamma^2 - 1}}{\Gamma}$, $\lambda_c = \frac{\hbar}{mc}$ — комптоновская длина волны электрона, α_F — постоянная тонкой структуры, ρ_c — радиус кривизны силовых линий магнитного поля в точке x (для его вычисления используется формула (2)).

Поскольку в интересующей нас области $\Gamma \gg 1$, то при дальнейших вычислениях будем считать, что все фотоны, испускаемые в точке x , имеют импульс, направленный вдоль вектора магнитного поля $\mathbf{B}(x)$.

При вычислении интенсивности нетеплового рентгеновского и гамма-излучения пульсарной

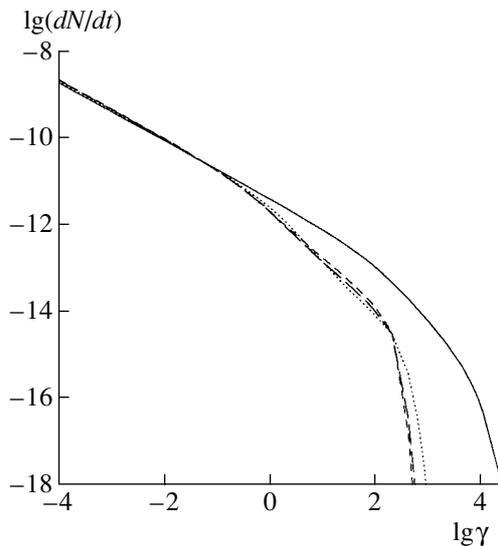


Рис. 3. То же, что на рис. 1, для $B = 0.02 B_{cr}$, $P = 0.1$ с.

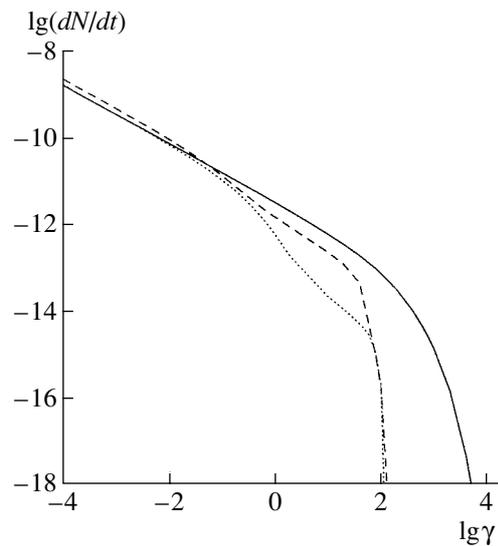


Рис. 4. То же, что на рис. 1, для $B = 0.05 B_{cr}$, $P = 0.2$ с и угла между лучом зрения и осью вращения пульсара, равного 7° .

с быстрым ростом коэффициента умножения Q вблизи η_c при генерации электрон-позитронных пар изгибным излучением.

Оптическая толщина τ , связанная с поглощением фотонов в магнитном поле (с рождением электрон-позитронных пар), принимается равной

$$\tau(\gamma, y, x) = \int_{\lambda_y}^{\lambda_x} k(z(\lambda), \gamma, \Psi(y, z(\lambda))) d\lambda, \quad (15)$$

где интегрирование ведется по пути фотона $z(\lambda)$ (прямой линии) из точки y в точку x ($z(\lambda_y) = y$, $z(\lambda_x) = x$), $\Psi(y, z)$ — угол при точке (y, z) между импульсом фотона, испущенного в точке с координатой y , и $\mathbf{B}(z)$, $d\lambda = \left| \frac{dz}{d\lambda} \right| d\lambda$, λ — параметр вдоль кривой. Для фотонов с $\gamma \leq 2$ полагается $\tau \equiv 0$.

Интенсивность генерации электрон-позитронных пар вычисляется следующим образом. Строится кривая $y(\lambda)$, такая, что фотоны, испущенные из точек $y(\lambda)$, пройдут через точку x , и далее вычисляется интеграл

$$q_+(x) = \int dl_y \int_2^{+\infty} d\gamma K(x, y(\lambda)) n_e(y(\lambda)) \times \quad (16)$$

$$\times k(x, \gamma, \Psi(y(\lambda), x)) \frac{dN}{dt}(y(\lambda), \gamma) \times$$

$$\times \exp(-\tau(\gamma, y(\lambda), x)),$$

где q_+ — число позитронов, рождающихся в точке x в единице объема за 1 с, интеграл $\int dl_y$ берется

вдоль всей кривой $y(\lambda)$, $dl_y = \left| \frac{dy}{d\lambda} \right| d\lambda$, $n_e(y) = |\rho(y)/e|$ — концентрация первичных электронов в точке y (для ее вычисления используется формула (7)), $K(x, y) \approx \eta_x^2/\eta_y^2$ — коэффициент, описывающий уменьшение концентрации фотонов по мере их распространения от точки излучения.

Для нахождения коэффициента умножения Q в точке $x = (\eta_x, \xi, \phi)$ используется следующее выражение:

$$Q(x) = \frac{1}{n_e(x)c} \int_1^{\eta_x} \frac{B(x)}{B(y)} q_+(y) \left| \frac{dy}{d\eta_y} \right| d\eta_y, \quad (17)$$

где $y = (\eta_y, \xi, \phi)$ и интегрирование ведется вдоль силовой линии магнитного поля.

Интенсивность излучения в направлении \mathbf{n} вычисляется следующим образом:

$$\frac{dF}{d\Omega d\gamma} = \int dl_y K(y(\lambda)) \frac{dN}{dt d\gamma}(y(\lambda), \gamma) \times \quad (18)$$

$$\times n_e(y(\lambda)) \exp(-\tau(\gamma, y(\lambda), x(y(\lambda)))),$$

где $\frac{dF}{d\Omega d\gamma} d\gamma$ — число фотонов с энергией γ в интервале $d\gamma$, испущенных пульсарной трубкой в направлении \mathbf{n} в телесный угол $d\Omega$ за 1 с, интегрирование $\int dl_y$ ведется вдоль всей кривой $y(\lambda)$, такой, что фотоны, испущенные из точек $y(\lambda)$, имеют импульс, параллельный вектору \mathbf{n} , интегрирование обрывается, когда кривая $y(\lambda)$ пересекает сферу S некоторого радиуса $a\eta_s$ (с центром в точке $\eta = 0$), $x(y)$ — точка, в которой фотоны, испущенные в

точке y , пересекают сферу S . В рассматриваемых ниже случаях используется значение $\eta_s = 20$. Коэффициент $K(y) \approx \frac{4}{9} a^2 \eta_y^2$ — описывает уменьшение концентрации фотонов по мере их распространения от звезды.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 показаны усредненные по времени спектры изгибного излучения пульсарной трубки (радиопульсара) для случая $B = 0.05 B_{cr}$, $P = 0.2$ с, $\chi = 10^\circ$, $k = 0.15$, $\Delta = 0.1$, угол между лучом зрения и осью вращения пульсара равен 10° (т.е. в некоторый момент времени луч зрения будет направлен параллельно оси (вектору) главного диполя \mathbf{m}). Кривые соответствуют различным значениям параметра ν : сплошная — дипольному полю ($\nu = 0$), пунктирная — $\nu = 0.1$, штриховая с длинным штрихом — $\nu = 0.2$, штриховая с коротким штрихом — $\nu = 0.3$, штрих-пунктирная — $\nu = 0.5$.

На рис. 2 показаны аналогичные спектры для случая $B = 0.05 B_{cr}$, $P = 0.1$ с, а на рис. 3 — для случая $B = 0.02 B_{cr}$, $P = 0.1$ с. В обоих случаях угол между лучом зрения и осью вращения пульсара равен 10° .

В таблице приведены использованные при нахождении этих спектров значения z_c и значения потенциала Φ в точке ($\eta = \eta_c$, $\xi = 0$) (в единицах $e\Phi/mc^2$).

На рис. 4 показаны спектры изгибного излучения для тех же параметров (радиопульсара), что и на рис. 1 ($B = 0.05 B_{cr}$, $P = 0.2$ с, $\chi = 10^\circ$, $k = 0.15$, $\Delta = 0.1$), но угол между лучом зрения и осью вращения пульсара был выбран равным 7° (это позволяет наблюдать изгибное излучение почти “со дна” пульсарной трубки при $\nu = 0.3$).

На рис. 5–7 для этого же случая ($B = 0.05 B_{cr}$, $P = 0.2$ с, $\chi = 10^\circ$, $k = 0.15$, $\Delta = 0.1$) представлены зависимости интенсивности изгибного излучения от фазы наблюдения пульсара для различных значений параметра ν (сплошная кривая соответствует дипольному полю ($\nu = 0$), пунктирная — $\nu = 0.1$, штриховая — $\nu = 0.3$). Левые графики соответствуют случаю, когда угол между лучом зрения и осью вращения равен 10° (усредненный по фазе спектр показан на рис. 1); правые — когда он равен 7° (усредненный по фазе спектр показан на рис. 4).

На рис. 8 приведена зависимость коэффициента умножения Q от высоты z вдоль силовой линии ($\xi = 0.5$, $\phi = 0$) для этого же случая ($B = 0.05 B_{cr}$, $P = 0.2$ с, $\chi = 10^\circ$, $k = 0.15$, $\Delta = 0.1$).

Из рис. 1–3 видно, что в рассматриваемых случаях в области энергий $\gamma > 1$ наблюдается резкое

Высоты “верхних обкладок” диода z_c и значения потенциала Φ в точке ($\eta = \eta_c$, $\xi = 0$) в единицах $\Gamma = \frac{e\Phi}{mc^2}$

ν	$z_c/10^{-2}$	$\Gamma/10^6$
$B = 0.05 B_{cr}, P = 0.2$ с		
0	11.8	28.6
0.1	2.0	2.0
0.2	1.34	1.35
0.3	1.09	1.2
0.5	0.93	1.55
$B = 0.05 B_{cr}, P = 0.1$ с		
0	5.6	25.6
0.1	1.56	2.0
0.2	1.11	1.5
0.3	0.92	1.45
$B = 0.02 B_{cr}, P = 0.1$ с		
0	10.0	30.6
0.1	2.34	2.75
0.2	1.62	1.9
0.3	1.32	1.75

падение интенсивности изгибного излучения при наличии даже слабой недипольности магнитного поля.

Основной вклад в данный эффект дает резкое уменьшение высоты верхней обкладки диода z_c и связанное с этим падение электростатического потенциала Φ . В области энергий $\gamma > 2$ свой вклад (хотя и не столь значительный) дает и увеличение оптической толщи τ для фотонов, излучаемых вблизи поверхности звезды ($z \leq \Delta$). Также играет роль и то, что область с большими значениями кривизны силовых линий имеет относительно небольшие размеры ($z \leq \Delta$).

В области энергий $\gamma < 0.1$ интенсивность изгибного излучения, как оказалось, слабо зависит от величины недипольности магнитного поля ν . Это связано с тем, что интенсивность изгибного излучения (13) при $\gamma \ll \gamma_c$ практически не зависит от энергии первичных электронов Γ и слабо зависит от значений кривизны силовых линий ρ_c .

Всюду при вычислениях использовался потенциал (6). Его использование в вышеперечисленных случаях является вполне оправданным. Дело в том, что для дипольного поля он при $z_c \ll 1$ совпадает с потенциалом из [18], что дает возможность использовать его и при $z_c \sim \Delta$, $\theta_s \sim \Delta$. В рассмотрен-

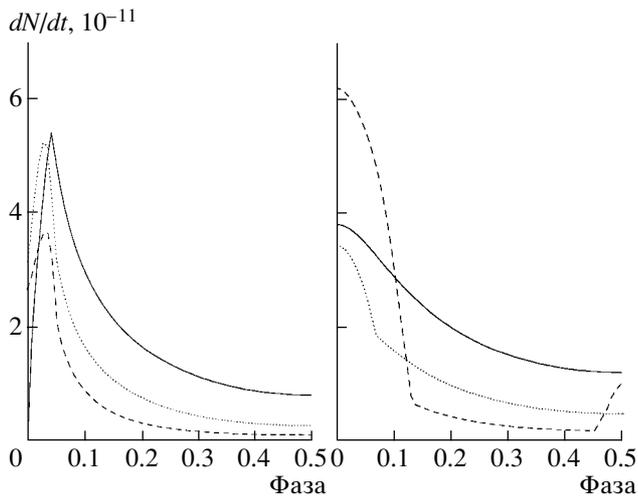


Рис. 5. Форма импульса изгибного излучения пульсара за половину периода пульсара (вторая половина симметрична относительно фазы нуль) для $B = 0.05 B_{cr}$, $P = 0.2$ с, $\chi = 10^\circ$, $k = 0.15$, $\Delta = 0.1$ при энергии фотонов 100 кэВ. На левом графике угол между лучом зрения и осью вращения пульсара равен 10° , на правом -7° . Сплошная кривая соответствует дипольному полю ($\nu = 0$), пунктирная кривая $-\nu = 0.1$, штриховая $-\nu = 0.3$. Интенсивность изгибного излучения dN/dt измеряется в единицах принимаемого потока от находящегося на расстоянии 1 кпк источника: фот./см²с кэВ.

ных вариантах при наличии сколько-нибудь сильной недипольности выполняется условие $z_c \ll \theta_s$, и потенциал (6) почти во всей трубке близок к потенциалу (12), что позволяет использовать его и при $\theta_s \sim \Delta$.

Относительно сделанных предположений о виде коэффициента поглощения нужно, во-первых, отметить, что для выбранных параметров ($B < 0.1 B_{cr}$ и пр.) на участках, где фотоны находятся вблизи порога поглощения $\gamma \sin \Psi = 2$, коэффициент поглощения k мал и данные участки дают небольшой вклад в оптическую толщину τ (если конечно сама оптическая толщина не пренебрежимо мала). При этом использование более точных формул для вычисления коэффициента поглощения (см., например, [22]) приведет, скорее всего, к уменьшению и без того малого вклада этих участков в оптическую толщину. Также следует отметить, что при выбранных параметрах основной вклад в интенсивность генерации электрон-позитронных пар q_+ дают фотоны, находящиеся вдали от порога $\gamma \sin \Psi = 2$ (кроме случаев, когда интенсивность генерации q_+ и так очень мала и не дает значительного вклада в коэффициент умножения Q).

Поскольку в данной статье рассматриваются радиопульсары с не очень сильным магнитным

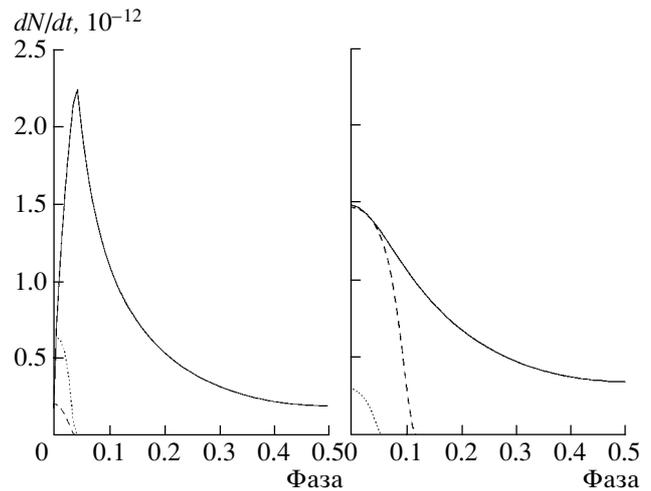


Рис. 6. То же, что на рис. 5, для энергии фотонов 10 МэВ.

полем ($B < 0.1 B_{cr}$), то можно ожидать, что вклад в оптическую толщину τ других процессов (расщепления фотонов, поглощение фотона с образованием связанной электрон-позитронной пары и пр.) будет небольшим (см., например, [23]).

Касаясь сделанного в данной статье пренебрежения эффектами ОТО, следует отметить, что их последовательный учет, вообще говоря, должен изменить конечные результаты. Однако основное влияние на интенсивность и спектр изгибного излучения окажут увеличение (по сравнению со значениями в плоском мире) кривизны силовых линий магнитного поля из-за кривизны пространства (см., например, [24]) и искривление траекторий фотонов. Последнее будет приводить к тому, что фотоны будут быстрее набирать угол Ψ между импульсом и магнитным полем, в результате чего оптическая толщина τ возрастет.

Это означает, что мы формально можем рассматривать вышеприведенные спектры, как спектры, близкие к получаемым при последовательном учете ОТО, но для более слабой недипольности (возможно, несколько отличной от рассматриваемой нами).

В связи с этим можно ожидать, что последовательный учет эффектов ОТО приведет только к более резкому падению интенсивности изгибного гамма-излучения при наличии небольших недипольностей магнитного поля, при этом изгибное рентгеновское излучение, как и в рассмотренном нами приближении, будет слабо зависеть от недипольности магнитного поля.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрено влияние асимметричности магнитного поля на изгибное рентге-

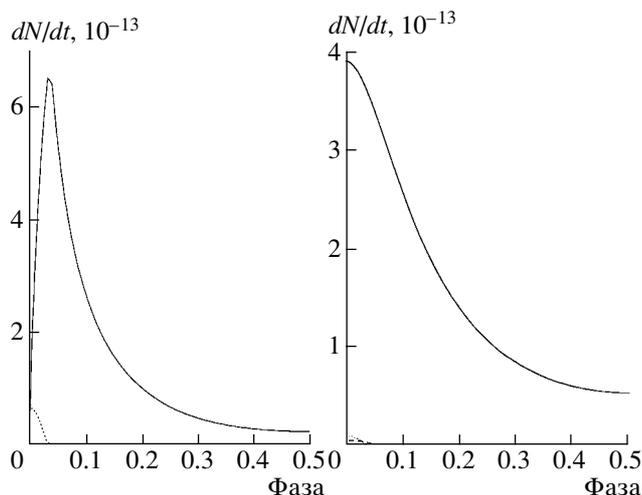


Рис. 7. То же, что на рис. 5, для энергии фотонов 50 МэВ.

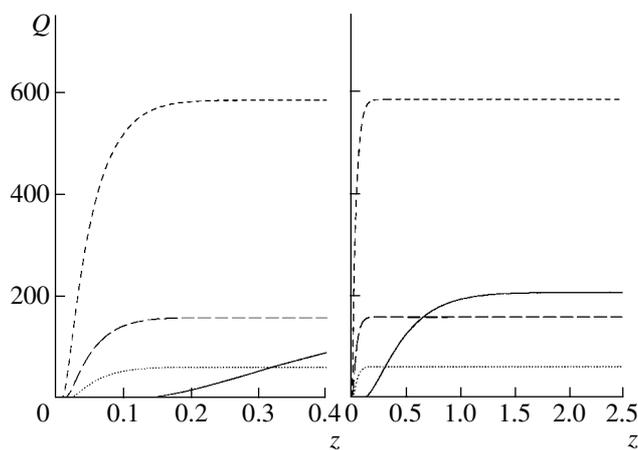


Рис. 8. Зависимость коэффициента умножения электрон-позитронных пар Q от z для $B = 0.05 B_{cr}$, $P = 0.2$ с, $\chi = 10^\circ$, $k = 0.15$, $\Delta = 0.1$ на силовой линии ($\xi = 0.5$, $\phi = 0$). Сплошная кривая соответствует дипольному полю ($\nu = 0$), пунктирная кривая $\nu = 0.1$, штриховая кривая с длинным штрихом $\nu = 0.2$, штриховая кривая с коротким штрихом $\nu = 0.3$.

новское и гамма-излучение радиопульсаров. При рассмотрении было учтено не только уменьшение радиуса кривизны ρ_c силовых линий магнитного поля, но и изменения электрического поля. Как показано в [13], наличие недипольной составляющей магнитного поля (в случае “благоприятной” по Аронсу конфигурации) может, при прочих равных условиях, увеличить разность потенциалов в диоде в несколько раз по сравнению с дипольным значением, в частности, потенциал (6) при $\nu = 0.2-0.4$ может быть в 2–3 раза больше своего значения при $\nu = 0$.

Нами было найдено, что и в этом “благоприятном” случае при наличии не очень сильной недипольности магнитного поля (начиная с $\nu = 0.05-0.1$ и вплоть до $\nu = 0.5$) наблюдается резкое уменьшение высоты верхней обкладки диода z_c по сравнению с его значением для дипольного поля.

В результате этого, даже при слабой недипольности ($\nu = 0.05-0.1$) наблюдается резкое падение интенсивности изгибного гамма-излучения по сравнению со случаем чисто дипольного магнитного поля, при этом интенсивность изгибного рентгеновского излучения ($\gamma < 0.1$) меняется слабо.

Несмотря на то, что в работе исследована всего лишь одна (и довольно приближенная) модель учета влияния недипольности на интенсивность нетеплового рентгеновского и гамма-излучения радиопульсаров, данные результаты еще раз демонстрируют необходимость учета даже слабой недипольности (менее 10%) магнитного поля при вычислении гамма-излучения полярных областей радиопульсаров.

Авторы благодарят В.Д. Пальшина и М.Е. Гусаква за помощь при численном счете и за полезные обсуждения.

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (код проекта 04-02-17590), а также программой “Ведущие научные школы РФ” (грант НШ-1115.2003.2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. D. Young, R. N. Manchester, and S. Johnston, Nature **400**, 848 (1999).
2. J. A. Hirschman and J. Arons, Astrophys. J. **554**, 624 (2001).
3. J. Gil and D. Mitra, Astrophys. J. **550**, 383 (2001).
4. A. K. Harding and A. G. Muslimov, Astrophys. J. **556**, 987 (2001); A. K. Harding and A. G. Muslimov, Astrophys. J. **568**, 862 (2002).
5. A. K. Harding, A. G. Muslimov, and B. Zhang, Astrophys. J. **576**, 366 (2002).
6. K. Hirofani, A. K. Harding, and S. Shibata, Astrophys. J. **591**, 334 (2003).
7. L. Zhang, K. S. Cheng, Z. J. Jiang, and P. Leung, Astrophys. J. **604**, 317 (2004).
8. A. G. Muslimov and A. K. Harding, Astrophys. J. **606**, 1143 (2004).
9. M. A. Ruderman and P. G. Sutherland, Astrophys. J. **196**, 51 (1975).
10. E. T. Scharlemann, J. Arons, and W. M. Fawley, Astrophys. J. **222**, 297 (1978).
11. В. Д. Пальшин, А. И. Цыган, Препринт Физ.-техн. ин-та им. А.Ф. Иоффе № 1718 (С.-Петербург, 1998).

12. A. I. Tsygan, *Pulsar Astronomy—2000 and Beyond*, eds M. Kramer, N. Wex, and R. Wielebinski, ASP Conf. Ser. **202**, 473 (2000).
13. Е. М. Кантор, А. И. Цыган, *Астрон. журн.* **80**, 665 (2003).
14. J. Gil and G. I. Melikidze, *Astrophys. J.* **577**, 909 (2002).
15. U. Geppert, M. Rheinhardt, and J. Gil, *Astron. and Astrophys.* **412**, L33 (2003).
16. В. Д. Пальшин, А. И. Цыган, *Астрон. журн.* **73**, 426 (1996).
17. A. G. Muslimov and A. I. Tsygan, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **255**, 61 (1992).
18. А. Г. Муслимов, А. И. Цыган, *Астрон. журн.* **67**, 263 (1990).
19. В. С. Бескин, *Письма в “Астрон. журн.”* **16**, 665 (1990).
20. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля* (М.: Наука, 1988), т. 2.
21. T. Erber, *Rev. Mod. Phys.* **38**, 626 (1966).
22. J. K. Daugherty and A. K. Harding, *Astrophys. J.* **273**, 761 (1983).
23. A. E. Shabad and V. V. Usov, *Astrophys. and Space Sci.* **102**, 307 (1984).
24. E. Asseo and D. Khechinashvili, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **334**, 743 (2002).

Curvature Gamma-Ray Radiation from the Polar Regions of a Radio Pulsar with an Axisymmetric Magnetic Field

D. P. Barsukov, E. M. Kantor, and A. I. Tsygan

The influence of an axisymmetric magnetic field on the intensity, spectrum, and shape of a pulse of curvature gamma-ray radiation from the polar regions of a radio pulsar is examined. The pulsar is considered in a Goldreich–Julian model with a free outflow of charge from the neutron-star surface. The influence of variations of both the curvature of the magnetic lines of force and the electric field due to the non-dipolar nature of the magnetic field on the curvature radiation are investigated. The presence of even modest non-dipolarity of the magnetic field (less than 10%) can lead to a strong drop in the intensity of the curvature gamma-ray radiation, while the intensity of the curvature X-ray radiation (photon energies <100 keV) is affected only weakly.

Сдано в набор 28.09.2005 г.	Подписано к печати 25.11.2005 г.	Формат бумаги 60 × 88 ¹ / ₈
Офсетная печать	Усл. печ. л. 12.0	Усл. кр.-отт. 2.2 тыс.
	Тираж 174 экз.	Уч.-изд. л. 11.9
		Бум. л. 6.0
	Зак. 998	

Учредители: Российская академия наук, Институт астрономии РАН

Издатель — Научно-производственное объединение «Издательство “Наука”», 117997, Москва, Профсоюзная, 90
 Оригинал-макет подготовлен МАИК “Наука/Интерпериодика”
 Отпечатано в ППП «Типография “Наука”», 121099 Москва, Шубинский пер., 6