

## О связи гамма-излучения и радиоизлучения в пульсарах

В. М. Конторович<sup>1)</sup>, А. Б. Фланчик<sup>1)</sup>

Радиоастрономический институт НАН Украины, 61002 Харьков, Украина

Поступила в редакцию 25 декабря 2006 г.

После переработки 16 февраля 2007 г.

Предлагается модель радиоизлучения пульсара, в которой когерентное радиоизлучение возбуждается в вакуумном зазоре над полярной шапкой нейтронной звезды. Рентгеновское и гамма излучения пульсара при этом рассматриваются как результат обратного комптоновского рассеяния радиоизлучения на ультрарелятивистских электронах, ускоряемых в зазоре.

PACS: 41.20.Jь, 97.60.Gь

1. Существует ряд давно известных механизмов, приводящих к низкочастотному излучению в пульсарах [1]. Им присуща, однако, до сих пор полностью не преодоленная трудность в объяснении когерентности [2], необходимой для появления высоких яркостных температур  $T_{BR} \sim 10^{25} - 10^{28}$  К, типичных для радиоизлучения пульсаров [3].

Обсуждаемый нами механизм когерентного радиоизлучения состоит в раскачке колебаний в “резонаторе” [4] (рис.1), которым является вакуумный зазор.

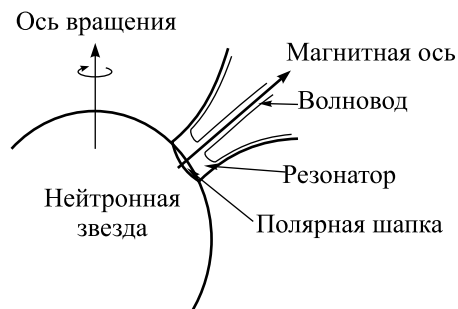


Рис.1. “Резонатор” и “волновод” на схеме пульсара в области открытых силовых линий

Эти колебания возбуждаются сгустками электронов, стекающими в процессе разрядов [5] с заострений поверхности полярной шапки пульсара. Ими могут быть микроскопические выступы на твердой поверхности или вершины волн на жидкой поверхности полярной шапки в сильном продольном электрическом поле, возникающем в вакуумном зазоре [6].

В традиционно рассматриваемых механизмах радиоизлучения пульсара быстрое пересечение релятивистским электронным пучком области генерации колебаний в неоднородной магнитосферной плазме не позволяет сформироваться сгусткам, необходимым

для когерентного излучения. Иная ситуация может возникать при разрядах в вакуумном зазоре. Так как разряды происходят “случайно” в различных местах полярной шапки, времени для формирования очередного сгустка вполне хватает – оно непосредственно не ограничено малыми временами ускорения и пролета электрона через зазор.

В данной работе мы рассматриваем связь возникающих в зазоре низкочастотных колебаний с рентгеновским и гамма излучениями пульсара, порождаемыми в результате обратного комптоновского рассеяния радиоизлучения на электронах в зазоре. Мы покажем, что это излучение несет важную информацию о колебаниях в зазоре. Заметим, что обратное комптоновское рассеяние неоднократно привлекалось для объяснения излучения пульсаров, но рассматривалось оно либо на тепловых фотонах излучения полярной шапки [7], либо на синхротонах вблизи светового цилиндра [8]. Комптоновское рассеяние “вдогон” с малым преобразованием частоты привлекалось для объяснения когерентного радиоизлучения в толще “пористой” магнитосферы [9].

Мы ограничим наше рассмотрение излучением, выходящем из резонатора через “волновод”, возникающий вблизи магнитной оси пульсара [10]. Такая возможность подтверждается в случае трехгорбой формы импульса (как, например, у пульсаров PSR 0329+54 и 2045-15), где центральный горб связывается как раз с излучением вдоль оси [11], в то время как за появление двух других горбов считается ответственным конус<sup>2)</sup> максимальной кривизны

<sup>2)</sup>Формирование конуса и соответствующей ему двугорбой формы импульса связано не только с пояском силовых линий с максимальной кривизной на периферии полярной шапки, но и с чисто геометрическим условием рождения пар, для чего требуется пересечение фотоном силовой линии поля, на которой рождается пара, под достаточно большим углом [3]. Обес-

<sup>1)</sup>e-mail: vkont@ira.kharkov.ua, alex\_svs\_fl@vk.kh.ua

[1]. Такая центральная часть присутствует и в импульсах некоторых гамма-пульсаров [12]. Радиоизлучение, выходящее по другим каналам, в том числе и просачивающееся сквозь магнитосферную плазму, может иметь интенсивность того же порядка, что и выходящее через волновод (по крайней мере, для ряда пульсаров [9]). Заметим, что эффективный радиус волновода в силу его сложной формы и характера спектра может различаться для радиоизлучения и для жесткого излучения.

2. Рассмотрим низкочастотные колебания, возбуждаемые разрядами в вакуумном зазоре пульсара. Плотность энергии  $U$  этих колебаний может быть оценена по мощности радиоизлучения  $I_R$ , выходящего через волновод:

$$I_R = cU\Sigma_w, \quad \Sigma_w \sim \pi R_w^2, \quad (1)$$

где  $R_w$  – радиус волновода, для которого существуют различные модели (см., например, [10]). Ниже мы будем считать  $R_w$  параметром, причем  $R_w \ll R_{PC}$ , где  $R_{PC} \approx R_* \sqrt{\Omega R_*} / c$  – радиус полярной шапки,  $R_* \sim 10^6$  см – радиус нейтронной звезды,  $\Omega = 2\pi/P$  – угловая скорость вращения пульсара.

Мощности радиоизлучения большинства пульсаров, согласно [1],  $I_R \sim 10^{27} - 10^{30}$  эрг/с, так что для плотности энергии  $U$  при параметрах  $P = 0.1$  с,  $R_w \sim 0.2R_{PC} \approx 10^4$  см получим

$$U \sim 10^8 - 10^{10} \text{ эрг/см}^3. \quad (2)$$

Плотность энергии (2) существенно превышает плотность энергии теплового излучения полярной шапки пульсара  $U_T \sim 10^6$  эрг/см<sup>3</sup> (при температуре полярной шапки  $T_{PC} \sim 10^5$  К).

Частота радиоизлучения, возбуждаемого в зазоре, ограничена снизу временем  $\tau$  пролета ускоренным электроном вакуумного зазора

$$\omega \geq \omega_1 \approx \frac{2\pi}{\tau} \approx \frac{2\pi c}{h}, \quad (3)$$

где  $h$  – высота зазора. При  $h \sim 10^4$  см условие (3) дает  $\omega \geq 10$  МГц, что соответствует наблюдаемому низкочастотному обрыву в спектре радиоизлучения пульсаров [1].

Другое ограничение со стороны низких частот связано с условием выхода радиоизлучения через волновод:  $\lambda \leq R_w$  ( $\lambda$  – длина волны), или

$$\omega \geq 2\pi c/R_w. \quad (4)$$

печатить такие углы на малых длинах пробега (при дипольном магнитном поле) могут лишь фотоны, испущенные с периферийных силовых линий. Поэтому даже в отсутствие фотонов кривизны, например, при преобладании комптоновских фотонов, с чем мы столкнемся ниже, все равно может формироваться полый конус и соответствующая ему двугорбая кривая.

Для параметров  $P = 0.1$  с,  $R_w \approx 10^4$  см это ограничение также дает  $\omega \geq 10$  МГц. Важно отметить, что радиус волновода  $R_w$  и высота зазора являются функциями параметров пульсаров и могут сильно различаться. Для быстрых пульсаров с  $h < R_{PC}$  [3] возможна ситуация, когда  $R_w \sim h$  и условия (3) и (4) совпадают. В этом случае даже самые длинноволновые моды способны выйти через волновод. Если же  $R_w < h$ , то имеются “запертые” моды, не пропускаемые волноводом. В этом случае плотность энергии колебаний в резонаторе может быть значительно выше, чем определяемая по радиоизлучению (2). Поэтому оценка (2) верна лишь в том случае, когда запертые моды с  $\lambda < R_w$  не дают существенного вклада в плотность энергии. Существование запертых мод должно отражаться также на интенсивности жесткого излучения, которое возникает в результате обратного комптоновского рассеяния.

Ограничение со стороны высоких частот в данной работе мы оценим по наблюдаемому высокочастотному завалу в спектре радиоизлучения:

$$\omega \leq \omega_2 \sim 1 - 10 \text{ ГГц}. \quad (5)$$

Частоты  $\omega_1$  и  $\omega_2$  определяют также интервал частот в спектре жесткого излучения, возникающего при обратном комптоновском рассеянии радиоизлучения электронами в зазоре.

Оценим добротность резонатора  $Q = \omega/2\delta$ , где  $\delta$  – декремент затухания низкочастотного поля. Последний может быть выражен через потери энергии на излучение:  $\delta = -\dot{W}/2W = c\Sigma_w/\Sigma_{PC}h$ , где  $W = U \cdot \Sigma_{PC}h$  – энергия электромагнитных колебаний в резонаторе, а  $\dot{W} = -I_R = -cU\Sigma_w$  – потери за счет излучения через волновод;  $\Sigma_{PC} = \pi R_{PC}^2$  – площадь полярной шапки пульсара. Добротность зависит от радиуса волновода  $R_w$  и может изменяться в зависимости от параметров от  $10^5$  до  $10^1$ .

Оценку плотности энергии  $U$  можно также получить из закона сохранения энергии электромагнитного поля в резонаторе, возбуждаемом сторонними токами разрядов. В отсутствие запертых мод  $U \sim 4\pi(h\rho_{GJ}\eta)^2(\Sigma_{PC}/\Sigma_w)^2$ , где  $\eta < 1$  – отношение средней плотности тока разрядов к плотности тока Голдрайха–Джулиана:  $j_{GJ} = c\rho_{GL}$ ,  $\rho_{GJ} = -\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{V}/2\pi c$ . При используемых параметрах эта оценка приводит к  $U \sim 10^{16}\eta^2$  эрг/см<sup>3</sup> и для  $\eta \sim 10^{-3}$  совпадает с (2).

3. Обратное комптоновское рассеяние (рис.2) радиоизлучения ультрарелятивистскими электронами в зазоре должно приводить к мощному рентгеновскому и гамма-излучениям (комптоновское излучение). Определим энергии рассеянных фотонов и оценим мощность этого излучения.

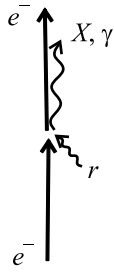


Рис.2. Схема обратного комптоновского рассеяния. Здесь  $r$  обозначает фотон радиоизлучения, возбуждаемого в зазоре, а  $X$  или  $\gamma$  – рентгеновский или гамма-кванты

После рассеяния энергия фотона  $\hbar\omega_\gamma$  будет равна

$$\hbar\omega_\gamma = \frac{\varepsilon \cdot \hbar\omega(1 - (v/c) \cos \alpha)}{\varepsilon(1 - (v/c) \cos \vartheta) + \hbar\omega(1 - \cos \psi)}, \quad (6)$$

где энергия  $\varepsilon = mc^2\Gamma$ ,  $\Gamma \sim 10^7$  – гамма-фактор электрона,  $v = c\sqrt{1 - \Gamma^{-2}}$  – его скорость,  $\omega$  – частота рассеиваемого радиоизлучения,  $\alpha$  – угол, под которым сталкиваются начальный электрон и фотон,  $\vartheta$  – угол между импульсами электрона и рассеянного фотона,  $\psi$  – угол разлета фотонов.

При выполнении условий (3) и (4) имеем

$$\varepsilon \cdot \hbar\omega \ll (mc^2)^2, \quad (7)$$

и учитывая, что из-за релятивистской абберации  $1 - (v/c) \cos \theta \sim 1/\Gamma^2$ , получим частоту фотона после рассеяния:

$$\omega_\gamma = \omega\Gamma^2(1 - (v/c) \cos \alpha) \approx \omega\Gamma^2. \quad (8)$$

Это излучение попадает в рентгеновский и гамма-диапазоны. Заметим, что сильное магнитное поле может оказывать влияние на комптоновское рассеяние [13,14]. Но в нашем случае это влияние несущественно, поскольку электрон находится на нижнем уровне Ландау (движется вдоль магнитного поля  $\mathbf{B}$ ), а частота начального фотона  $\omega \ll \omega_B = eB/mc \sim 10^{19}$  Гц.

Для мощности  $I_{IC}$  комптоновского излучения имеем

$$I_{IC} = \iint q(\Gamma)f(\Gamma, \mathbf{r})d\Gamma d^3x, \quad (9)$$

где  $f$  – функция распределения электронов в зазоре, зависящая от модели продольного поля,  $q$  – мощность комптоновского излучения отдельной частицы. В интересующем нас, согласно (7), томсоновском пределе  $\varepsilon \cdot \hbar\omega \ll (mc^2)^2$  для величины  $q$  имеем [15]

$$q = \frac{4}{3}c\sigma_T U \Gamma^2, \quad (10)$$

$n_e$  – концентрация электронов,  $\sigma_T$  – томсоновское сечение. Функцию  $f$  можно представить в виде

$$f(\Gamma, \mathbf{r}) = n_e \delta(\Gamma - \Gamma(z)), \quad (11)$$

где гамма-фактор  $\Gamma(z)$  электрона удовлетворяет уравнению движения:

$$\frac{d\Gamma(z)}{dz} = \frac{e}{mc^2} E_{\parallel}(z) - \frac{2e^2}{3mc^2 R_c^2} \Gamma^4(z) - \frac{4}{3} \sigma_T \frac{U}{mc^2} \Gamma^2(z), \quad (12)$$

а  $E_{\parallel}(z)$  – продольное электрическое поле в зазоре, для которого существуют различные модели,  $R_c = 7 \cdot 10^7 \text{ см} \sqrt{P} \text{ с}$  – радиус кривизны магнитной силовой линии. В (12) первый член описывает ускорение электрона в поле  $E_{\parallel}(z)$ , второй и третий – потери энергии на излучение кривизны и обратное комптоновское рассеяние. Подставляя (10) и (11) в (9), находим для мощности комптоновского излучения, выходящего через волновод,

$$I_{IC} = \frac{4}{3} c \sigma_T n_e U \Sigma_w \int \Gamma^2(z) dz \sim c \sigma_T n_e U \Sigma_w \bar{\Gamma}^2 h, \quad (13)$$

где  $\bar{\Gamma}$  – максимальное значение гамма-фактора, достижимое в зазоре и определяемое наиболее эффективным механизмом потери энергии. При выполнении неравенства

$$\Gamma \ll R_c \sqrt{2\sigma_T U} / e \quad (14)$$

потери энергии на обратное комптоновское рассеяние преобладают над потерями на излучение кривизны [16]. Для плотности энергии радиоизлучения в зазоре (2) условие (14) выполняется с запасом:  $\Gamma \ll 10^9 - 10^{10}$ . В этом случае в уравнении (12) можно опустить второй член справа, а максимальный гамма-фактор электрона в зазоре будет определяться обратным комптоновским рассеянием. Его оценка имеет вид

$$\bar{\Gamma} \sim mc^2 / \sigma_T U h_\Gamma, \quad (15)$$

где  $h_\Gamma$  – высота над поверхностью звезды, на которой достигается максимум  $\Gamma$ . Высота  $h_\Gamma$  определяется уравнением

$$e E_{\parallel}(h_\Gamma) h_\Gamma^2 \approx \frac{(mc^2)^2}{\sigma_T U}. \quad (16)$$

В результате отношение мощности комптоновского излучения пульсара к мощности его радиоизлучения можно оценить, используя (1) и (13):

$$I_{IC}/I_R \sim n_e \sigma_T h \bar{\Gamma}^2. \quad (17)$$

Соответственно, минимальную,  $\omega_{\gamma 1}$ , и максимальную,  $\omega_{\gamma 2}$ , частоты комптоновского излучения (в отсутствие запертых мод) можно оценить по интервалу частот радиоизлучения в зазоре:

$$\omega_{\gamma 1} \approx \omega_1 \bar{\Gamma}^2, \quad \omega_{\gamma 2} \approx \omega_2 \bar{\Gamma}^2. \quad (18)$$

Оценки частот (18) и максимального гамма-фактора (15) зависят от моделей продольного электрического поля в зазоре. В модели Рудермана и Сазерленда ( $E_{\parallel}(z) = \Omega B(h-z)/c$ , где  $B$  – величина магнитного поля [6]) из (15) и (18) находим

$$\bar{\Gamma} \approx 10^6 \left( \frac{10^9 \text{ эрг/см}^3}{U} \cdot F \right)^{1/2}, \quad (19)$$

$$\omega_{\gamma} \approx 10^{12} \omega \frac{10^9 \text{ эрг/см}^3}{U} \cdot F,$$

где

$$F = \left( \frac{B}{10^{12} \text{ Гс}} \right) \left( \frac{h}{10^4 \text{ см}} \right) \left( \frac{1 \text{ с}}{P} \right). \quad (20)$$

Аналогично для поля в модели Аронса [17]  $E_{\parallel}(z) = 6\Omega Bz(h-z)/cR$  получим

$$\bar{\Gamma} = 10^6 \left( \frac{10^9 \text{ эрг/см}^3}{U} \cdot F \right)^{1/3}, \quad (21)$$

$$\omega_{\gamma} \approx 10^{12} \omega \cdot \left( \frac{10^9 \text{ эрг/см}^3}{U} \cdot F \right)^{2/3}.$$

Для частот радиоизлучения, удовлетворяющих условиям (3)–(5), комптоновское излучение, как видно из (19) или (21), попадает в рентгеновский и гамма-диапазоны излучения пульсара. При этом максимальная и минимальная частоты комптоновского излучения убывают с ростом плотности энергии низкочастотного излучения за счет влияния комптоновских потерь на процесс ускорения электронов. Так как согласно (1)  $U \propto I_R$ , то существует корреляция между границами диапазона комптоновского излучения и радиосветимостью пульсара. Так, для пульсара с параметрами  $P = 0.1 \text{ с}$ ,  $B = 2 \cdot 10^{12} \text{ Гс}$ ,  $h = 2 \cdot 10^4 \text{ см}$ ,  $U = 10^8 \text{ эрг/см}^3$  имеем в рамках модели Аронса

$$\bar{\Gamma} \approx 1.6 \cdot 10^7, \quad \omega_{\gamma 1} \approx 2 \cdot 10^{20} \text{ Гц}, \quad \omega_{\gamma 2} \approx 2 \cdot 10^{24} \text{ Гц}.$$

Отношение мощностей комптоновского излучения пульсара и его радиоизлучения при указанных параметрах  $I_{IC}/I_R \sim 10^5$ . Светимости пульсаров в жестком рентгеновском и гамма-диапазонах составляют  $10^{30} - 10^{35} \text{ эрг/с}$  [12, 18], так что отношение интенсивностей жесткого излучения и радиоизлучения действительно порядка  $10^4 - 10^5$ , как и получается в данной модели.

При наличии запертых мод плотность энергии низкочастотных колебаний будет больше, чем оцениваемая по радиоизлучению, так что отношение мощности жесткого излучения вследствие обратного комптоновского рассеяния к мощности радиоизлучения будет больше, чем определяемое выражением (17), которое в этом случае заменяется неравенством  $I_{IC} \geq n_e \sigma_T \hbar \bar{\Gamma}^2 I_R$ . Аналогично, минимальная частота комптоновского излучения будет меньше, чем оцененная согласно (19) и (21).

4. В данной работе предлагается модель излучения пульсара, в которой мощное когерентное радиоизлучение возникает в вакуумном зазоре над полярной шапкой звезды, рассматриваемом как резонатор [4], возбуждаемый разрядами в продольном электрическом поле. Вблизи магнитной оси из-за малой кривизны магнитных силовых линий рождение пар подавлено, что приводит к формированию волновода, через который выходит радиоизлучение, свойства спектра которого можно связать с параметрами резонатора и волновода. Обратное комптоновское рассеяние радиоизлучения на электронах в зазоре, с одной стороны, приводит к рентгеновскому и гамма-излучению пульсара через волновод, а с другой – ограничивает достижимые энергии ускоренных частиц в зазоре. В силу этого гамма-излучение и радиоизлучение должны быть связаны. Предсказаны некоторые наблюдательные следствия этой связи. Минимальная и максимальная частоты комптоновского излучения должны зависеть от мощности радиоизлучения. Отношение мощностей излучения в радио- и гамма-диапазонах не противоречит данным наблюдений.

1. И. Ф. Малов, *Радиопульсары*, М.: Наука, 2004.
2. В. Л. Гинзбург, В. В. Железняков, В. В. Зайцев, *УФН* **98**, 201 (1969).
3. В. С. Бескин, *УФН* **169**, 1169 (1999); *Осесимметричные стационарные течения в астрофизике*, М.: Физматлит, 2006.
4. В. М. Конторович, *Радиофизика и радиоастрономия* **11**, 308 (2006).
5. В. С. Бескин, *Астрон. журнал* **59**, 726 (1982).
6. M. A. Ruderman and P. G. Sutherland, *Astrophys. J.* **196**, 51 (1975).
7. Н. С. Кардашев, И. Г. Митрофанов, И. Д. Новиков, *Астрон. журнал* **61**, 1113 (1984).
8. И. Ф. Малов, Г. З. Мачабели, *Астрон. журнал* **79**, 755 (2002).
9. G. J. Qiao and W. P. Lin, *Astronomy & Astrophysics* **333**, 172 (1998).
10. В. С. Бескин, А. В. Гуревич, Я. Н. Истомин, *ЖЭТФ, УФН* **150**, 257 (1986).

11. J. M. Rankin, *Astrophys. J.* **274**, 333 (1983).
12. D. J. Thompson, ArXiv: astro-ph/0312272 (2003).
13. X. Y. Xia, G. J. Qiao, X. J. Wu, and Y. Q. Hou, *Astronomy & Astrophysics* **152**, 93 (1985).
14. J. K. Daugherty and A. K. Harding, *Astrophys. J.* **309**, 362 (1986).
15. Ю. П. Очелков, О. Ф. Прилуцкий, И. Л. Розенталь, В. В. Усов, *Релятивистская гидродинамика и кинетика*, М.: Атомиздат, 1979.
16. V. M. Kontorovich, A. B. Flanchik, In *2-nd Intern. Conf. on Quantum Electrodynamics and Statistical Physics (QEDSP2006)*, Abstract Book, Kharkov, 2006, p. 148.
17. J. Arons and E. T. Scharlemann, *Astrophys. J.* **231**, 854 (1979).
18. V. M. Kaspi, M. Roberts, and A. K. Harding, astro-ph/0402136 (2004).