

**ПРИРОДА НАБЛЮДАЕМОГО ОТ ПУЛЬСАРОВ Crab И Vela  
ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ С ЭНЕРГИЕЙ ФОТОНОВ ~ 1 ТэВ**

С.В.Боговалов, Ю.Д.Котов

Рассчитаны спектры сверхжесткого  $\gamma$ -излучения. Оно генерируется вблизи светового цилиндра в процессе обратного комптоновского рассеяния релятивистских электронов на фотонах теплового излучения нейтронной звезды. Предсказана корреляция вспышек в  $\gamma$ -лучах со вспышками в мягком рентгене с  $E_x \sim 1$  кэВ.

Статистически значимые потоки фотонов с энергией  $> 10^{11}$  эВ наблюдались лишь от нескольких источников<sup>1, 2</sup>. Среди них оказались два радиопульсара: Crab и Vela. Генерация фотонов такой энергии в пульсарах с магнитным полем на поверхности  $\sim 10^{12}$  Гс должна происходить достаточно далеко от нейтронной звезды. Только в этом случае процесс конверсии  $\gamma$ -кванта в  $e^+ e^-$ пару в магнитном поле не будет препятствовать выходу излучения из источника. Для быстровращающихся пульсаров Crab и Vela область свободного выхода  $\gamma$ -квантов начинается в районе светового цилиндра. Радиус светового цилиндра равен  $c/\Omega$ , где  $\Omega$  – частота вращения пульсара.

Сейчас становится все более ясно, что вблизи светового цилиндра должно происходить также эффективное ускорение заряженных частиц. Это связано с невозможностью в рамках существующих на данный момент моделей, в которых ускорение происходит во внутренних по отношению к световому цилинду областях магнитосферы<sup>3–5</sup>, объяснить наблюдаемое для пульсаров Crab и Vela энерговыделение в релятивистских частицах. Для этих пульсаров оно сравнимо с потерями вращательной энергии, определяемыми по замедлению вращения.

Теоретический анализ показывает, что источником энергии для ускорения частиц вблизи светового цилиндра является электромагнитное поле. В<sup>6</sup> было отмечено важное обстоятельство. Для пульсаров типа Crab и Vela поток энергии, заключенной в азимутальном магнитном поле, генерируемом при вращении пульсара, на несколько порядков превышает поток кинетической энергии плазмы. Энергетические потери, связанные с выносом из магнитосферы непрерывно генерируемого азимутального магнитного поля, равны<sup>6</sup>

$$L = \frac{1}{4} \frac{H^2 R^6 \Omega^4}{c^3}, \quad (1)$$

где  $H$  – магнитное поле на поверхности пульсара,  $R$  – его радиус. Формула (1) выписана для случая, когда ось вращения и магнитный момент параллельны. Оказывается, что даже

в этом случае вблизи светового цилиндра происходит эффективное ускорение <sup>7</sup>. Оно осуществляется в токовом слое, формирующемся на альфеновской поверхности, где скорость течения плазмы совпадает с местной альфеновской скоростью. Токовый слой замыкает на силовую линию, разделяющую области замкнутых и разомкнутых силовых линий, электрический ток, текущий из полярной щапки пульсара <sup>6</sup>. Этот ток генерируется при вращении и связан с азимутальным магнитным полем уравнением Максвелла  $\operatorname{rot} \mathbf{H}_\varphi = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}$ . При замыкании тока в токовом слое происходит аннигиляция азимутального магнитного поля и трансформация его энергии в энергию частиц.

На основе результатов работы <sup>7</sup> можно получить спектр частиц, эjectируемых из магнитосферы в единицу времени:

$$\frac{dN}{dt d\gamma} = \begin{cases} 0; & \gamma < \gamma_0 \\ 2\lambda^2 \frac{mc^3}{e^2}; & \gamma_0 \leq \gamma \leq \gamma_{max} \\ 0; & \gamma > \gamma_{max} \end{cases} \quad (2)$$

Здесь  $\gamma$  – лоренц-фактор частиц,  $\lambda$  – отношение плотности образуемой вблизи полюсов  $e^+ e^-$ -плазмы к гольдрайховской плотности  $n_G = \frac{\Omega H}{2\pi ec^3}$ . Согласно <sup>8</sup>  $\lambda \sim 10^3$ , а начальный лоренц-фактор этой плазмы  $\gamma_0 \sim 10^4$ . Максимальный лоренц-фактор частиц определяется выражением <sup>7</sup>

$$\gamma_{max} = \gamma_0 + \frac{1}{2} \frac{eHR}{\lambda mc^2} \left( \frac{R\Omega}{c} \right)^2. \quad (3)$$

Можно убедиться, что интеграл  $\int_0^\infty \gamma mc^2 \frac{dN}{dt d\gamma} d\gamma$  равен выражению (1) плюс добавка, определяемая потоком кинетической энергии плазмы.

Спектр (2) получен для случая осесимметричного вращения нейтронной звезды. Ниже на его основе мы получим спектр  $\gamma$ -излучения с  $E_\gamma \sim 1$  ТэВ и сравним его с наблюдаемым от радиопульсаров Crab и Vela. Из сравнения с наблюдениями попытается понять, насколько близко спектр (2) описывает спектр частиц, ускоряемых вблизи светового цилиндра реальных пульсаров.

$\gamma$ -излучение с энергией  $\sim 1$  ТэВ будет генерироваться в результате обратного комптоновского рассеяния релятивистских электронов (и позитронов) на тепловых фотонах, излучаемых нейтронной звездой. Наблюдения показывают, что поверхность пульсара Vela имеет температуру  $T = 1,0 \cdot 10^6$  К <sup>9</sup>. Пульсар Crab, как более молодой, по-видимому, должен быть еще более горячим. Плотность фотонов чернотельного излучения вблизи светового цилиндра равна  $n_\Phi = 0,244(T/\text{K})^3(R\Omega/c)^2$ . Здесь и далее  $T, E_\gamma$  и  $\omega$  (энергия тепловых фотонов) будут выражаться в  $\text{м}^{-2} \text{с}^{-1} \text{д}^{-1}$  – комптоновская длина волны электрона.

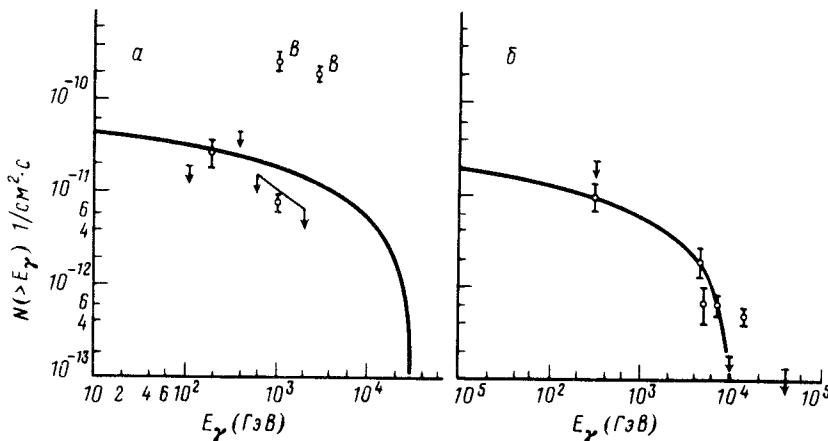
Энергия фотонов, образуемых при обратном комптоновском рассеянии, в пределе  $\omega \gamma \gg 1$  практически равна энергии налетающего электрона <sup>10</sup>. Исходя из этого, с учетом (2) получается следующий интегральный спектр  $\gamma$ -квантов у Земли:

$$N(>E_\gamma) = 0,16 \frac{cr_e RT^2 \lambda^2}{\lambda^3 R_*^2 \theta} \left( \frac{R\Omega}{c} \right) (\ln(6T\gamma_{max}) + \frac{1}{2} \ln \frac{\gamma_{max}}{E_\gamma}). \quad (4)$$

Здесь  $R_*$  – расстояние до источника,  $r_e$  – классический радиус электрона,  $\theta$  – раствор конуса, в котором генерируется излучение. Угол  $\theta$  определялся нами из фазовой кривой блеска пульсаров в  $\gamma$ -лучах.

Сравнение теоретических спектров (4) с данными наблюдений пульсаров Crab и Vela пред-  
656

ставлено на рисунке. При расчете использовались следующие значения параметров. Для Crab:  $L = 4 \cdot 10^{38}$  эрг/с,  $R_* = 2$  кпс,  $\theta = 0,2$ ,  $\lambda = 10^3$ ,  $T = 10^6$  К,  $H = 5,8 \cdot 10^{12}$  Гс. Для Vela:  $L = 7 \cdot 10^{36}$  эрг/с,  $R_* = 0,5$  кп,  $\theta = 0,6$ ,  $\lambda = 500$ ,  $T = 10^6$  К,  $H = 6,6 \cdot 10^{12}$  Гс. Все они типичны для рассматриваемых пульсаров. Видно, что в целом имеется хорошее согласие между теорией и наблюдением. Имеющиеся различия вряд ли можно считать принципиальными, особенно если учесть недостаточную надежность экспериментальных данных, некоторую неопределенность коэффициента  $\lambda$  и то, что угол между осью вращения и направлением магнитного момента на самом деле отличен от нуля.



Сравнение теоретических спектров с наблюдениями гамма-излучения от Crab (a) и Vela (b). Для пульсара Crab буквой "B" отмечены потоки, наблюдавшиеся во время вспышек

При расчете спектра  $\gamma$ -излучения учитывалось только тепловое излучение нейтронной звезды. В то же время, поток нетеплового излучения от пульсара Crab превышает его на несколько порядков. Для того, чтобы нетепловое рентгеновское излучение не приводило к генерации избыточного  $\gamma$ -излучения, оно должно генерироваться в том же месте и теми же электронами, которые генерируют  $\gamma$ -лучи. Только в этом случае мягкие электроны и релятивистские электроны будут двигаться в одном направлении, и их рассеяние не будет приводить к образованию жестких фотонов.

Наблюдение пульсара Crab в  $\gamma$ -лучах с  $E_\gamma \sim 1$  ТэВ показывают, что на фоне стационарного периодического потока имеются резкие возрастания вспышечного характера. Результаты таких наблюдений на рисунке помечены буквой "B". Из (4) видно, что интенсивность  $\gamma$ -излучения сильно зависит от  $T$  и  $\lambda$ . Их увеличение в 4–5 раз может обеспечить наблюдаемое возрастание потока. Коэффициент  $\lambda$  определяется структурой и величиной магнитного поля на расстояниях  $\sim R$  от пульсара<sup>8</sup>. Заметные изменения его маловероятны. Возрастание температуры поверхности может происходить, например, при высвобождении энергии напряжения твердой коры пульсара при звездотрясениях<sup>11</sup>. Такие явления должны сопровождаться сбоем периода вращения. Для пульсара Vela вспышка в мягком рентгене наблюдалась всего один раз и не была непосредственно связана со сбоем периода<sup>12</sup>.

Возможно это объясняет отсутствие наблюдений  $\gamma$ -вспышек от этого пульсара. Для Crab корреляция рентгеновских и  $\gamma$ -вспышек, происходящих более часто, может быть наблюдаваемой, поскольку возрастание температуры до  $(4 - 5) \cdot 10^6$  К выходит за верхние пределы на его температуру  $2,5 \cdot 10^6$  К<sup>13</sup>.

### Литература

1. Weekes T.C. Phys. Reports, 1988, **160**, 3.
2. Агаронян Ф.А., Мамеджанян Э.А., Никольский С.И. Астрофизика, 1989, **31**, 195.
3. Ruderman M., Sutherland P.G. Astrophys. J., 1975, **196**, 51.
4. Arons J. Astrophys. J., 1983, **266**, 215.
5. Cheng K.S., Ho C., Ruderman M. Astrophys. J., 1986, **300**, 522.
6. Бескин В.С., Гуревич А.В., Истомин Я.Н. ЖЭТФ, 1983, **85**, 401.
7. Боговалов С.В. Письма в Астрон. журн. 1989, **15**, 1081.
8. Гуревич А.В., Истомин Я.Н. ЖЭТФ, 1985, **89**, 3.
9. Harnden F.R., Grant Jr., Seward P.D. et al. Astrophys. J. 1985, **299**, 828.
10. Астрофизика космических лучей. Под ред. Гинзбурга В.Л. М.: Наука, 1982.
11. Манчестер Р.Н., Тейлор Дж. Пульсары, М.: Мир, 1980.
12. Smith A., Pounds K.A. Nature, 1977, **265**, 121.
13. Harnden F.R., Seward F.D. Astrophys. J., 1984, **283**, 279.