

УДК 524.8

К ВОПРОСУ О РОЖДЕНИИ ЧАСТИЦ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. С. БЕСКИН

Поступила 14 июля 1981

Принята к печати 3 мая 1982

Рассмотрен вопрос о рождении электрон-позитронных пар в неоднородном магнитном поле. Показано, что при $B > 5 \cdot 10^{12}$ Гс и энергии γ -кванта $E_\gamma < 10^4$ Мэв частицы рождаются на нулевых уровнях Ландау ($n = n' = 0$). В случае меньших полей исследуется распределение рождающихся частиц по номерам уровней Ландау. Если для $E_\gamma < 10^8$ Мэв распределение имеет острый максимум при $n = n'$, то при $E_\gamma > 10^8$ Мэв наиболее вероятен случай, когда всю энергию получит одна из частиц. В заключение обсуждаются некоторые астрофизические следствия полученных результатов.

1. *Введение.* В настоящее время выяснилось, что учет рождения электрон-позитронных пар в сильном магнитном поле является ключом к пониманию процессов, происходящих в магнитосфере пульсаров [1, 2]. При этом жесткие γ -кванты, рождающие пары, излучаются релятивистскими частицами либо за счет движения вдоль искривленных магнитных силовых линий, либо за счет синхротронных потерь. Вероятность рождения пары фотоном энергии E_γ в магнитном поле B_\perp равна, как известно [3, 4],

$$W = \frac{3^{3/2}}{2^{9/2}} \frac{e^3 B_\perp}{\hbar m c^3} e^{-2q}; \quad q = \frac{4}{3} \frac{B_0}{B_\perp} \frac{m c^2}{E_\gamma} \gg 1, \quad (1)$$

$$W = \frac{5}{28} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{\Gamma^2\left(\frac{2}{3}\right)}{\Gamma\left(\frac{7}{6}\right)} \frac{e^3 B_\perp}{\hbar m c^3} q^{1/3}; \quad q \ll 1, \quad (2)$$

где $B_0 = m^2 c^3 / e \hbar = 4.4 \cdot 10^{13}$ Гс.

Для исследования процессов рождения частиц в магнитосфере пульсаров приведенных выше формул, тем не менее, недостаточно. Прежде всего, формулы (1) и (2) получены в предположении, что электрон и позитрон рождаются на достаточно высоких уровнях Ландау, так что рожденные частицы оказываются релятивистскими. Существует, однако, область

энергий γ -кванта и магнитных полей, когда рождение происходит на малые, и даже нулевые уровни Ландау. В этой области формулы (1) и (2) естественно, неприменимы.

Во-вторых, в релятивистском случае частицы рождаются с ненулевыми питч-углами, так что фотоны, излученные за счет синхротронных потерь, также будут поглощаться в магнитном поле и давать новые электрон-позитронные пары. А для исследования таких процессов необходимо знать распределение рождающихся частиц по питч-углам и энергиям (или, что то же самое, по номерам уровней Ландау n и n').

В первой части работы определяется вероятность рождения пары в «нерелятивистском» случае, когда рождение происходит на низкие уровни Ландау. Этот случай соответствует полям $B > 5 \cdot 10^{12}$ Гс (возможным на поверхности нейтронных звезд). Во второй части работы исследуется распределение частиц по номерам уровней Ландау в «релятивистском» случае. Оказывается, что при малых энергиях γ -кванта (соответствующих уравнению (1)), функция распределения $f_{n, n'}$ имеет острый максимум при $n = n'$. Напротив, при больших энергиях γ -кванта наиболее вероятен случай, когда практически всю энергию возьмет одна из частиц. В третьей части обсуждаются астрофизические следствия полученных результатов.

2. Нерелятивистский случай. Отметим, прежде всего, еще одну особенность, характерную для рождения пар в магнитосфере пульсаров. Дело в том, что, независимо от механизма излучения, γ -квант излучается практически вдоль магнитного поля, а поперечная составляющая B_{\perp} возникает из-за кривизны магнитных силовых линий. Это связано с большой величиной магнитного поля у поверхности нейтронных звезд ($B \sim 10^{12}$ Гс), благодаря чему частицы могут двигаться лишь вдоль поля. В дальнейшем мы везде будем полагать $B_{\perp}(x) = x/\rho B$, где x — длина пробега γ -кванта, а ρ — радиус кривизны магнитной силовой линии ($\rho \sim 10^7$ см для пульсаров).

Пусть фотон энергии E_{γ} движется под углом $\theta = x/\rho$ к магнитному полю B , а $W(E_{\gamma}, B, \theta)$ — вероятность рождения пары на единичной длине. Перейдем в систему отсчета, в которой фотон движется перпендикулярно магнитному полю. Тогда в этой системе $\theta' = \pi/2$; $B' = B$, а $E'_{\gamma} = E_{\gamma}/\gamma_{\parallel}$, где $\gamma_{\parallel} = 1/\beta$ — лоренц-фактор относительного движения систем отсчета. Исходя из очевидного равенства

$$W(E_{\gamma}, B, \theta) dl = W(E'_{\gamma}, B', \pi/2) dl'$$

и учитывая, что $dl'/dl = 1/\gamma_{\parallel} = \beta$, имеем

$$W(E_{\gamma}, B, \theta) = \beta W\left(\theta E_{\gamma}, B, \frac{\pi}{2}\right) \quad (3)$$

Запишем теперь точное выражение для вероятности рождения электрона на уровень n и позитрона на уровень n' . С учетом формулы (3), имеем [4] (для неполяризованного фотона)

$$W_{n, n'}(x) = \frac{1}{2} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{1}{\kappa} \frac{mc^2}{E_\gamma} \frac{B}{B_0} \int_{-\infty}^{\infty} dk_3 (|\alpha_1|^2 + |\alpha_3|^2) \delta(K^+ + K^- - x) \quad (4)$$

Здесь $K^\pm = \sqrt{k_0^2 + k_3^2 + 4n\gamma}$ — энергии электрона и позитрона, $x = x/p \cdot E_\gamma/mc^2 \cdot mc/\hbar$ — энергия фотона. Матричные элементы

$$\begin{aligned} -i\alpha_1 &= \frac{1}{4} (A_3 A_4 + A_4 A_3) (B_4 B_3 I_{n, n'-1} - B_4 B_3 I_{n-1, n'}) \\ i\alpha_3 &= \frac{1}{4} (A_3 A_3 - A_4 A_3) (B_3 B_3 I_{n-1, n'-1} + B_4 B_4 I_{n, n'}), \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} A_3 \\ A_4 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 \\ \varepsilon \zeta \end{pmatrix} \sqrt{1 \pm \varepsilon \frac{k_0}{K}}; \quad \begin{pmatrix} B_3 \\ B_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ \zeta \end{pmatrix} \sqrt{1 \pm \varepsilon' \frac{k_0}{K_0}}, \\ k_0 &= \frac{1}{\kappa} = \frac{mc}{\hbar}; \quad K_0^2 = K^2 - k^2; \quad \gamma = \frac{eB}{2\hbar c}; \end{aligned}$$

$\zeta = \pm 1$ — проекция спина, $\varepsilon = 1$ для электрона, $\varepsilon' = -1$ для позитрона, штрих соответствует позитрону, $I_{n, n'}$ — функции Лагерра.

После суммирования по проекции спина в случае, когда $k_3 \ll k_0$, $4n\gamma \ll k_0^2$ (что и означает нерелятивизм), имеем

$$\Phi_{n, n'} \equiv |\alpha_1|^2 + |\alpha_3|^2 = I_{n, n'}^2(a) + I_{n, n'-1}^2(a) + I_{n-1, n'}^2(a) + I_{n-1, n'-1}^2(a). \quad (6)$$

Аргумент в функциях Лагерра $a = 2(B_0/B)(x/l_0)^2$, где $l_0 = 2\rho(mc^2/E_\gamma)$ — пороговая длина пробега фотона, при которой „поперечная энергия“ становится равной $2mc^2$. Если какой-нибудь индекс в функциях Лагерра отрицателен, то функция Лагерра равна нулю; так $\Phi_{0,0} = I_{0,0}^2$.

После интегрирования формулы (4) по k_3 , получаем

$$W_{n, n'}(x) = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{1}{\kappa} \frac{mc^2}{E_\gamma} \frac{B}{B_0} \frac{\Phi_{n, n'}(a)}{\sqrt{\frac{x}{l_0} - 1 - \frac{B}{2B_0}(n+n')}}. \quad (7)$$

Так как аргумент в функциях Лагерра $a \gg n$, $a \gg n'$ (что следует из условия нерелятивизма), то можно воспользоваться асимптотикой

$$\Phi_{n, n'}(a) \approx I_{n, n'}^2(a) = \frac{1}{n!n'!} e^{-a} a^{n+n'}. \quad (8)$$

В результате, для полной вероятности $W(x) = \sum_{n, n'} W_{n, n'}(x)$ имеем

$$W(x) = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{1}{\lambda} \frac{mc^2}{E_{\gamma}} \frac{B}{B_0} \sum_p \vartheta \left[x - l_0 - \frac{B}{2B_0} l_0 p \right] \times \\ \times \lambda_p \frac{\exp \left[-\frac{2B}{B_0} \left(\frac{x}{l_0} \right)^2 \right]}{\sqrt{\frac{x}{l_0} - 1 - \frac{2B}{B_0} p}} \left| \frac{2B_0}{B} \left(\frac{x}{l_0} \right)^2 \right|^p. \quad (9)$$

Здесь $\lambda_p = \sum_{k=0}^p \frac{1}{k!(p-k)!}$; $p = n + n'$.

На рис. 1 показана зависимость $W(x)$ от x . Заметим, однако, что с хорошей точностью можно взять лишь несколько первых но-

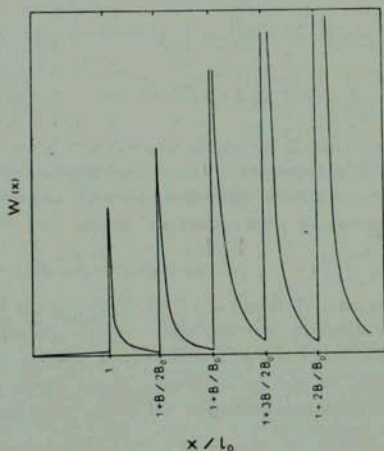


Рис. 1. Зависимость вероятности W от длины пробега γ -кванта x .

меров p . Действительно, интересующие нас в данном случае магнитные поля велики (см. ниже), так что условие нерелятивизма $2n(B/B_0) \ll 1$ справедливо лишь при $p \lesssim 10$.

Для таких малых p функция распределения по n и n' есть

$$f_{n, n'} = \frac{1}{l_{n+n'}} \frac{1}{n! n'!}, \quad (10)$$

а само значение $p = n + n'$ можно определить, интегрируя формулу

(9). Из условия $\int_0^{l(p)} W(\mathbf{x}) dx = 1$ имеем приблизительно

$$p = n + n' \approx \frac{2B_0}{B} + \ln \left| \frac{\hbar c}{e^2} \frac{\hbar}{\rho} \left(\frac{E_\gamma}{2mc^2} \right)^2 \left(\frac{B_0}{B} \right)^{3/2} \right| \cdot \ln \left| \frac{2B_0}{B} \right| - 2. \quad (11)$$

Длину же пробега фотона можно просто определить как $l_\gamma = l_0 = 2\rho (mc^2/E_\gamma)$.

На рис. 2 показана зависимость величины p от энергии фотона E_γ и магнитного поля B . Мы видим, что при полях $B > 5 \cdot 10^{12}$ Гс и энергиях $E_\gamma < 10^4$ Мэв рождение происходит на нулевые уровни Ландау.

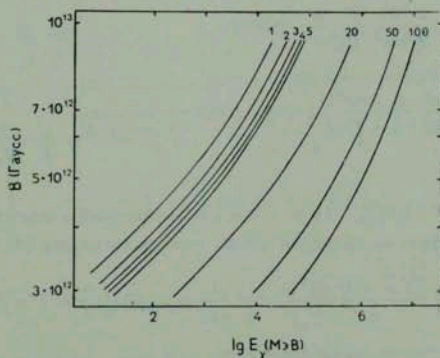


Рис. 2. Среднее значение величин $p = n + n'$ в зависимости от энергии γ -кванта E_γ и магнитного поля B . Кривые, соответствующие $p=20, 50, 100$, получены по релятивистской формуле (19).

При энергиях γ -кванта больших 10^4 Мэв граница переходит в область $B \sim B_0$, где вообще неприменимо одночастичное приближение. Напомним, что при энергиях $E_\gamma < 10^2$ Мэв магнитосфера пульсаров прозрачна, и рождения пары вообще не происходит.

3. *Релятивистский случай.* Рассмотрим теперь функцию распределения по номерам уровней Ландау $f_{n, n'}$ в релятивистском случае. При этом опять будем считать, что фотон излучается параллельно магнитному полю. Ясно, что

$$f_{n, n'} = \int_0^{\infty} W_{n, n'}(x) F(x) dx, \quad (12)$$

где $F(x) = \exp \left[- \int_0^x W(x') dx' \right]$; $W(x) = \sum_{n, n'} W_{n, n'}(x)$, а сама величина $W_{n, n'}(x)$ определена в формуле (4). При этом $\sum_{n, n'} f_{n, n'} = 1$, так как

$$\sum_{n, n'} f_{n, n'} = \int_0^{\infty} \sum_{n, n'} W_{n, n'}(x) F(x) dx = \int_0^{\infty} W(x) F(x) dx \equiv 1. \quad (13)$$

Проинтегрировав уравнение (4) по k_3 и переходя к безразмерной переменной $y = \frac{1}{2} \frac{E_{\uparrow}}{mc^2} \frac{B}{B_0} \frac{x}{\rho}$, имеем

$$f_{n, n'} = V\sqrt{2} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\rho}{\hbar} \left(\frac{mc^2}{E_{\uparrow}} \right)^2 \int_{y_n}^{\infty} dy \Phi_{n, n'}(y) \frac{\sqrt[4]{n, n'}}{\sqrt{n + n'}} \frac{F(y)}{\sqrt{\frac{y}{y_n} - 1}}. \quad (14)$$

Здесь $y_n = (1/\sqrt{2})(B/B_0)^{3/2} (\sqrt{n} + \sqrt{n'})$, а матричный элемент $\Phi_{n, n'}$ после суммирования по проекции спина определяется как [4]

$$\begin{aligned} \Phi_{n, n'} = & \frac{B_0}{2B} \frac{(\sqrt{n} + \sqrt{n'})^2}{nn'} I_{n, n'}^2 + \frac{1}{nn'} (n + n') (\sqrt{n} + \sqrt{n'})^2 I_{n, n'}^2 + \\ & + \frac{2(n + n')}{\sqrt{nn'}} \left(\frac{y}{y_n} - 1 \right) I_{n, n'}^2. \end{aligned} \quad (15)$$

Заметим, что в работе [4] функция $W_{n, n'}$ в промежуточных выкладках не возникла, так как интегрирование проводилось сначала по n и n' и лишь затем по k_3 .

Фактически, функции Лагерра интересуют нас лишь при $y = y_n + 0$. Можно показать, что

$$I_{n, n'}^2(y_n + 0) =$$

$$\frac{1}{(V\bar{n} + V\bar{n}')^{2/3} (nn')^{1/6}} A_i^2 \left\{ (V\bar{n} + V\bar{n}')^{2/3} (nn')^{1/6} \left[\frac{y^2}{y_n^2} \left(1 + \frac{B_0}{2B\sqrt{nn'}} \right) - 1 \right] \right\}$$

$$I_{n, n'}^2(y_n + 0) =$$

$$\frac{(nn')^{1/6}}{(V\bar{n} + V\bar{n}')^{10/3}} A_i^2 \left\{ (V\bar{n} + V\bar{n}')^{2/3} (nn')^{1/6} \left[\frac{y^2}{y_n^2} \left(1 + \frac{B_0}{2B\sqrt{nn'}} \right) - 1 \right] \right\}, \quad (16)$$

где $A_i | \cdot |$ — функция Эйри, а штрих означает производную.

В общем случае вычислить интеграл (14) не удастся. Однако в двух предельных случаях, соответствующих асимптотикам (1) и (2), интегрирование можно провести до конца.

Заметим прежде всего, что длина пробега фотона l_γ имеет функцию распределения $W(x)F(x)$. Определим среднюю длину пробега как

$$\langle l_\gamma \rangle = \int_0^\infty x W(x) F(x) dx = \frac{4}{3} \frac{B_0}{B} \frac{mc^2}{E_\gamma} \frac{1}{q} \rho, \quad (17)$$

где $q = \frac{4}{3} \frac{B_0}{B} \frac{mc^2}{E_\gamma} \frac{\rho}{\langle l_\gamma \rangle} = \frac{4}{3} \frac{B_0}{B} \frac{mc^2}{E_\gamma}$ — как раз квантовый параметр в формулах (1) и (2). Записав закон сохранения энергии в виде

$$E_\gamma \frac{\rho}{\langle l_\gamma \rangle} = mc^2 \sqrt{1 + 2n \frac{B}{B_0}} + mc^2 \sqrt{1 + 2n' \frac{B}{B_0}} \approx \\ \approx \sqrt{\frac{B}{2B_0}} mc^2 (V\bar{n} + V\bar{n}'),$$

имеем

$$V\bar{n} + V\bar{n}' = \frac{2\sqrt{2}}{3} \left(\frac{B_0}{B} \right)^{3/2} q. \quad (18)$$

Если предположить, что $n = n' = N$, то тогда классическое значение для номера уровня Ландау будет равно

$$N = \frac{2}{9} \left(\frac{B_0}{B} \right)^3 \frac{1}{q^2}. \quad (19)$$

Аргумент в функциях Эйри можно записать как $d + b(y - y_n)$, где

$$b = 2(\sqrt{n} + \sqrt{n'})^{2/3} (nn')^{1/6},$$

$$d = \frac{(\sqrt{n} + \sqrt{n'})^{2/3} B_0}{(nn')^{1/2}} \frac{B_0}{2B}. \quad (20)$$

Если $n \approx n'$, то $d \approx (B_0/2B) 1/N^{1/3} \sim q^{2/3}$, и при больших q величина d также велика. Следовательно, при $q \gg 1$ можно воспользоваться асимптотикой

$$A_i^2(d + bt) = \frac{1}{4\pi(b + bt)^{1/2}} \exp\left[-\frac{4}{3}(d + bt)^{3/2}\right],$$

$$A_i'^2(d + bt) = \frac{(d + bt)^{1/2}}{4\pi} \exp\left[-\frac{4}{3}(d + bt)^{3/2}\right]. \quad (21)$$

В случае же $q \ll 1$ можно просто положить $d = 0$. В обоих случаях интегрирование проводится элементарно, и мы имеем

$$f_{n, n'} = \frac{3}{16} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{B_0}{2B}\right)^{1/4} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\rho}{\kappa} \left(\frac{mc^2}{E_T}\right)^2 \frac{\exp[-(4/3)d^{3/2}]}{(\sqrt{n} + \sqrt{n'})^{1/2} (nn')^{3/4}} \times$$

$$\times F(y_n) y_n; \quad q \gg 1,$$

$$f_{n, n'} = C_1 \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\rho}{\kappa} \left(\frac{mc^2}{E_T}\right)^2 \frac{n + n'}{(\sqrt{n} + \sqrt{n'})^{5/3} (nn')^{2/3}} F(y_n) y_n; \quad q \ll 1. \quad (22)$$

Здесь

$$C_1 = 4 \int_0^\infty dx \sqrt{x} A_i^2(x) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(5/6)}{3^{1/3}} \frac{\Gamma(2/3)}{\Gamma(2/3)}; \quad y_n = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{B}{B_0}\right)^{3/2} (\sqrt{n} + \sqrt{n'}).$$

При вычислении использовался тот факт, что функция Эйри быстро уменьшается с ростом $y - y_n$, так что функцию $F(y)$ можно вынести за знак интеграла.

Переходя к переменным $r = 1/\sqrt{2} (B/B_0)^{3/2} (\sqrt{n} + \sqrt{n'}) = y_n$; $\varphi = \arctg \sqrt{n/n'}$, имеем

$$f(r, \varphi) = \frac{3}{2\sqrt{2}\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\rho}{\kappa} \left(\frac{mc^2}{E_T}\right)^2 \frac{B_0}{B} F(r) V r^{-1} \exp\left[-\frac{4}{3} \frac{1}{r \sin^2 2\varphi}\right]; \quad q \gg 1, \quad (23)$$

$$f(r, \varphi) = 2C_1 \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\rho}{\kappa} \left(\frac{mc^2}{E_T}\right)^2 \frac{B_0}{B} F(r) r^{2/3} (1 + \cos^2 2\varphi) (\sin 2\varphi)^{1/3}; \quad q \ll 1.$$

После интегрирования по углу φ , мы получим в обеих предельных случаях распределение вида

$$f(r) = \int_0^{\pi/2} f(r, \varphi) d\varphi = W(r) F(r), \quad (24)$$

причем выражения $W(r)$ (после возвращения к переменной (x)), совпадают с асимптотическими формулами (1) и (2). Следовательно, величина r распределена так же, как и длина пробега фотона l_1 . А отсюда сразу следует, что сумма $V\bar{n} + V\bar{n}'$ равна своему классическому значению (18). Это впрочем, не удивительно, так как при больших n естественен переход к классике. Более того, из формулы (13) авто-

матически следует, что $\int_0^{\infty} f(r) dr \equiv 1$.

Как уже говорилось, нас прежде всего будет интересовать распределение по углу φ . Подставляя в первую из формул (23) вместо r ее наиболее вероятное значение из формулы (18), имеем окончательно

$$f(\varphi) \sim \exp \left[-\frac{2q}{\sin^2 2\varphi} \right]; \quad q \gg 1, \\ f(\varphi) \sim (1 + \cos^2 2\varphi) (\sin 2\varphi)^{1/3}; \quad q \ll 1. \quad (25)$$

4. *Обсуждение результатов.* На рис. 3 показана зависимость функции $f(\varphi)$ от φ при $q \ll 1$. Если для $q \gg 1$ распределение имеет острый максимум при $n = n'$ ($\varphi = \pi/4$), то для $q \ll 1$ ситуация существенно иная. Так, с вероятностью лишь 10% имеем $1/3 < n/n' < 3$. С вероятностью же 90% либо электрон, либо позитрон возьмет всю «поперечную» энергию. Отметим также, что в этом случае распределение по углу φ не зависит от энергии γ -кванта.

Случай $q \ll 1$, однако, невозможен в магнитосфере пульсара. Дело в том, что энергия излучающих частиц ограничена силой реакции излучения, так что наиболее энергичные фотоны имеют энергию порядка $10^6 \div 10^7$ Мэв. Соответствующая таким энергиям величина $q = 2 \div 4$, с уменьшением энергии значение q будет расти. Следовательно, можно сделать вывод, что при полях $B < 5 \cdot 10^{12}$ Гс энергии рождаемых в магнитосфере пульсара частиц будут приблизительно равны, причем можно пользоваться классической формулой (19). Условие $q > 1$ позволяет рассчитывать по классическим формулам и синхротронное излучение частиц.

Согласно существующим теориям [5, 6] в магнитосфере пульсара существует вакуумная полость, где происходит ускорение частиц. Фотоны, излученные такими частицами, рожают пары, которые, в свою очередь,

излучают синхротронные фотоны. Дробление энергии происходит до тех пор, пока магнитосфера не становится прозрачной для синхрофотонов. Энергия таких фотонов порядка 10^2 Мэв, такого же порядка и энергия наименее энергичных, но наиболее многочисленных вторичных частиц, рождаемых на последнем этапе дробления. Именно эти частицы, как считается, и излучают в радиодиапазоне, благодаря чему мы имеем возможность наблюдать пульсары.

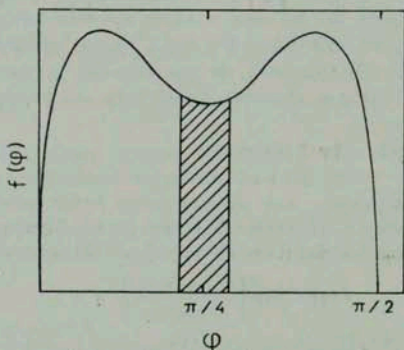


Рис. 3. Универсальное распределение $f(\varphi)$. Заштрихована область, в которой $1/3 < n/n' < 3$.

Такая схема, однако, «проходит» лишь при полях $B < 5 \cdot 10^{12}$ Гс. Если же магнитное поле на поверхности нейтронной звезды больше $5 \cdot 10^{12}$ Гс, то дробление энергии прекратится при гораздо больших энергиях, так как пары будут рождаться на малые уровни Ландау и не смогут излучить синхротроны.

Как известно, магнитные поля на поверхности нейтронных звезд оцениваются по замедлению вращения в предположении, что это замедление обусловлено магнитодипольным излучением. Оказывается, что из трехсот известных пульсаров лишь у нескольких магнитное поле оказывается большим $5 \cdot 10^{12}$ Гс. Заметим, однако, что в определение магнитного поля входит такой неопределенный параметр, как момент инерции нейтронной звезды. Кроме того, потери угловой скорости могут быть связаны с истечением вещества, так что возможно, что реальные поля действительно всегда меньше $5 \cdot 10^{12}$ Гс.

Во всяком случае, можно сделать вывод, что у нейтронных звезд с $B > 5 \cdot 10^{12}$ Гс каскадные процессы будут подавлены, и если механизм радиоизлучения действительно связан с такими каскадными процессами, то

нейтронные звезды с $B > 5 \cdot 10^{12}$ Гс не будут наблюдаться как радиопульсары.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева

ON THE PAIR CREATION IN A STRONG MAGNETIC FIELD

V. S. BESKIN

The question of electron-positron pair creation (when photon is radiated along nonhomogeneous magnetic field) is considered. It is shown that for $B > 5 \cdot 10^{12}$ Gauss and photon energy $E_\gamma < 10^4$ MeV particles are created at the lowest Landau level ($n = n' = 0$). The distribution of particles over Landau levels for smaller magnetic fields is calculated. This distribution has a sharp maximum at $n = n'$ for $E_\gamma < 10^8$ MeV, while for $E_\gamma > 10^8$ MeV it is more likely for either electron or positron to obtain almost all photon energy. Finally some astrophysical consequences are discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. A. Ruderman, P. G. Sutherland, *Ap. J.*, 196, 51, 1975.
2. E. Tadmari, *Ap. J.*, 183, 625, 1973.
3. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Квантовая электродинамика*, Наука, М., 1980.
4. А. А. Соколов, И. М. Тернов, *Релятивистский электрон*, Наука, М., 1974.
5. Р. Манчестер, Дж. Тейлор, *Пульсары*, Мир, М., 1980.
6. J. Arons, E. T. Scharleman, *Ap. J.*, 231, 854, 1978.