

НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ ВТОРИЧНОЙ ПЛАЗМЫ В МАГНИТОСФЕРАХ ПУЛЬСАРОВ

В.М. Конторович, А.Б. Фланчик

Радиоастрономический Институт НАН Украины, Харьков, Украина

E-mail: vkont@ira.kharkov.ua; alex_svs_fl@vk.kh.ua

Рассматривается аналитическое описание формы низкоэнергетического завала функций распределения электронов и позитронов, рождаемых в магнитосфере пульсара, которое хорошо согласуется с известными результатами численного моделирования каскада. Показано, что положение максимума распределения, как функция параметров пульсаров, может быть найдено теоретически из анализа процессов излучения кривизны и рождения пар фотонами излучения кривизны и синхротронами.

PACS: 94.30.-d

1. ВВЕДЕНИЕ

Как принято считать, активность пульсара связана с ультрарелятивистской электронно-позитронной плазмой, которая формируется в области полярной шапки нейтронной звезды и движется вдоль открытых магнитных силовых линий (Рис.1) [1,2].

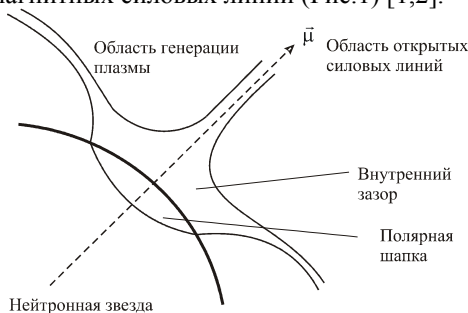


Рис.1. Схема магнитосферы пульсара

Генерация плазмы определяется вращением нейтронной звезды в сверхсильном магнитном поле (порядка 10^{12} Гс). Она обусловлена ускорением частиц в вакуумном зазоре над полярной шапкой звезды – области открытых силовых линий. Процесс рождения вторичной плазмы (Рис.2) происходит несколькими стадиями:

ускорение электронов, вырывааемых из поверхности нейтронной звезды, в продольном (по отношению к магнитному) электрическом поле зазора;

испускание первичными электронами, движущимися вдоль искривленных силовых линий магнитного поля, жесткого излучения кривизны, максимум энергии которого приходится на частоты $\sim 0.3\omega_{cr}, \omega_{cr} = 3c\Gamma_{pr}^3/2R_c$, где Γ_{pr} - гамма-фактор первичного электрона, а R_c - радиус кривизны магнитной силовой линии;

рождение электронно-позитронных пар фотонами излучения кривизны (пары 1-го поколения);

генерация жестких фотонов синхротронного излучения электронами и позитронами 1-го поколения;

рождение электронно-позитронных пар синхротронами (пары 2-го поколения). И дальнейшее развитие каскада, рождающего электрон-позитронную плазму.

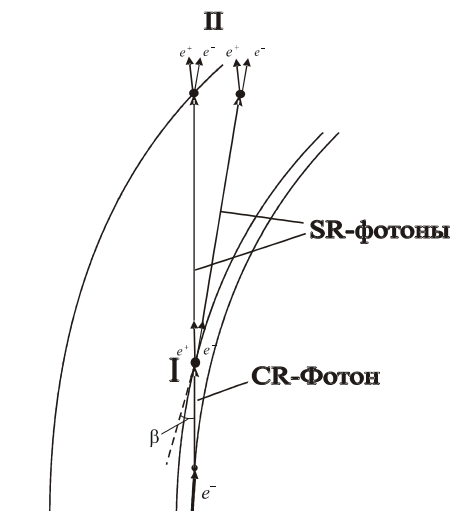


Рис.2. Схема рождения пар 1-го и 2-го поколений

Численные расчеты процесса генерации вторичной плазмы методом Монте-Карло [3] (Рис.3) показали, что распределение $f(\Gamma)$ частиц вторичной плазмы имеет характерный максимум $\Gamma_0 \sim 10^2 \dots 10^3$, ниже которого при малых Γ функция распределения быстро спадает.

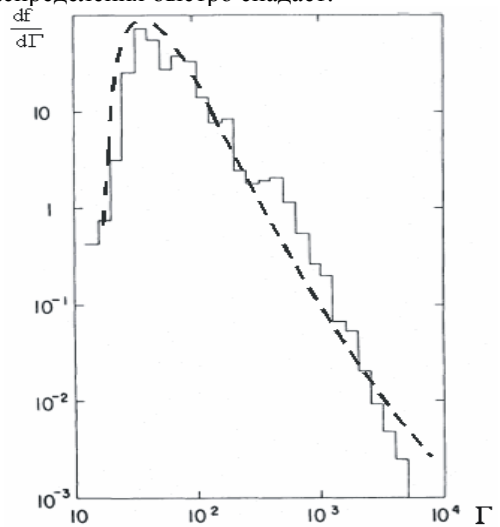


Рис.3. Численное моделирование каскада [3]. Пунктир показывает низкоэнергетическое поведение $\exp(-\Gamma_0^2/\Gamma^2)$ и степенную асимптотику Γ^{-2}

Ее достаточно удовлетворительно можно аппроксимировать функцией $\exp(-(\Gamma_0/\Gamma)^p)$, где параметр $1.8 \leq p \leq 2.0$, его точное нахождение из Рис.3 не возможно ввиду недостаточной точности численного расчета [3]. При больших гамма-факторах функция распределения убывает по степенному закону. Степенные асимптотики функций распределений частиц 1-го и 2-го поколений были найдены в работе [4] путем решения кинетических уравнений для электронов, позитронов и фотонов. Для 1-го поколения плазмы степенная асимптотика функции распределения есть

$$f_I(\Gamma) \propto \Gamma^{-2/3}, \quad (1.1)$$

а для второго –

$$f_{II}(\Gamma) \propto \Gamma^{-5/2}. \quad (1.2)$$

Из асимптотик (1.1) и (1.2) следует, что интегралы

$$\int_{\Gamma_{\min}}^{\Gamma_{\max}} f(\Gamma) d\Gamma \text{ и } \int_{\Gamma_{\min}}^{\Gamma_{\max}} \Gamma f(\Gamma) d\Gamma, \text{ определяющие концентра-$$

цию частиц и плотность энергии плазмы, для 1-го поколения садятся на верхний предел, а для 2-го - на нижний. Таким образом, в плазме 2-го поколения основное число частиц и энергия сосредоточены в области малых гамма-факторов. Поэтому знание функции распределения в этой области весьма существенно. Заметим, что, согласно [4], концентрация частиц 2-го поколения значительно превышает концентрацию первичных электронов и пар 1-го поколения.

Целью данной работы является нахождение вида функций распределения частиц 1-го и 2-го поколений в области малых значений гамма-факторов. Мы покажем, что аппроксимация $\exp(-\Gamma_0^2/\Gamma^2)$ может быть получена аналитически.

2. УСКОРЕНИЕ ПЕРВИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ЗАЗОРЕ И ОЦЕНКА ЭНЕРГИЙ УСКОРЕННЫХ ЧАСТИЦ

Как показали Голдрайх и Джулиан [1], пространство вблизи нейтронной звезды должно быть заполнено плазмой, твердотельно вращающейся вместе со звездой. Как хорошо известно, твердотельное вращение возможно лишь на расстояниях от оси вращения, меньших радиуса светового цилиндра $R_L = c/\Omega$ – в области замкнутых силовых линий. Вращение нейтронной звезды, обладающей сильным магнитным полем, создает электрическое поле (поле коротации) $E(r) = -[[\Omega, r], V]/c$, ортогональное магнитному полю V . Дрейф заряженных частиц в скрещенных полях $E(r)$ и V как раз приводит к движению со скоростью $v(r) = [\Omega, r]$, т.е. к твердотельному вращению плазмы в области замкнутых силовых линий. Плотность заряда плазмы тогда $\rho = \text{div} E(r)/4\pi$ равна плотности Голдрайха-Джулиана $\rho_{GJ} = -\Omega V/2\pi c$.

В области открытых силовых линий твердотельное вращение невозможно и плотность заряда долж-

на отличаться от ρ_{GJ} . В этой области вблизи от поверхности звезды возникает зазор, в котором имеется продольное электрическое поле. Продольное поле возникает вследствие того, что в области открытых силовых линий однозарядная релятивистская плазма не в состоянии удовлетворить условию $\rho_e = \rho_{GJ}$, где ρ_e – плотность заряда первичных частиц [1]. Величина продольного поля и его зависимость от высоты h над поверхностью нейтронной звезды обсуждалась в ряде работ в различных предположениях о работе выхода частиц из поверхности пульсара [1,2]. В модели Рудермана-Сазерленда с затрудненным выходом частиц из поверхности пульсара продольное поле описывается формулой $E_{||}(h) = 2\Omega B_s(h_c - h)/c$, где B_s – значение магнитного поля вблизи поверхности нейтронной звезды, h_c – высота зазора, которая определяется началом рождения электронно-позитронных пар. В модели Аронса со свободным выходом электронов продольное электрическое поле в зазоре ведет себя как $E_{||}(h) \propto h(h_c - h)$, так что $E_{||}(0) = E_{||}(h_c) = 0$. Обращение поля в нуль при $h = h_c$ в этих моделях связано с тем, что в области $h \geq h_c$ начинается рождение пар фотонами излучения кривизны (фронт образования частиц, вызванный излучением кривизны), так что продольное поле быстро спадает с увеличением высоты [5]. Высота зазора h_c , как и продольное поле, зависит от угловой координаты $\xi = \theta/\theta_{PC}$, где $\theta_{PC} \approx \sqrt{\Omega R_{H3}/c}$ – угловой радиус полярной шапки. Угол θ представляет собой угол между магнитной осью и прямой, проведенной из центра пульсара в точку наблюдения поля, координата ξ изменяется в пределах полярной шапки и принимает значения в интервале $0 \leq \xi \leq 1$.

В области зазора $0 \leq h \leq h_c$ продольное поле как функцию h и ξ можно представить в виде

$$E_{||}(h) \approx \frac{3\Omega B_s}{cR_{H3}} h(h_c - h)(1 - \xi^2). \quad (2.1)$$

Зависимость гамма-фактора Γ_{pr} первичного электрона от высоты h определяется уравнением [1]

$$\frac{d\Gamma_{pr}}{dh} = \frac{e}{mc^2} E_{||}(h) - \frac{2e^2}{3mc^2 R_c^2} \Gamma_{pr}^4, \quad (2.2)$$

где первый член есть энергия, приобретаемая за единицу времени в продольном электрическом поле $E_{||}(h)$ (2.1), а второй есть энергия, теряемая вследствие излучения кривизны. Несмотря на нелинейность уравнения (2.2), можно сделать заключение о величине длины ускорения первичной частицы, на которой набирается энергия $mc^2 \Gamma_{pr}$. при малых Γ_{pr} можно пренебречь вторым членом в левой части (2.2), и мы получаем

$$\Gamma_{pr}(h) = 3e\Omega B_s h^2(3h_c - 2h)/mc^3 R_{H3},$$

это соответствует одному только ускорению в поле (2.1). С ростом Γ_{pr} быстро возрастают потери энергии на излучение кривизны. Оценим высоту h_{CR} , на

которой потери энергии становятся существенными. Записав $d\Gamma_{pr}/dh \approx \Gamma_{pr}^4/h_{dis}$, $h_{dis} = 3mc^2R_c^2/2e^2$, получим отсюда, что $\Gamma_{pr} \approx (h_{dis}/h)^{1/3}$. Тогда из (2.2) в предположении $h_{CR} \ll h_c$ найдем, что $h_{dis}^{1/3}h_{CR}^{-4/3} \approx h_c h_{CR}/\tilde{h}^3$, где $\tilde{h}^3 = mc^3R_{H3}/3e\Omega B_s$. Отсюда находим

$$h_{CR} \approx \left(\frac{h_{dis}^{1/3} \tilde{h}^3}{h_c} \right)^{3/7} = \left(\frac{3R_c^2}{2r_e} \right)^{1/7} \left(\frac{R_{H3}c^2}{3\omega_H \Omega h_c} \right)^{3/7}, \quad (2.3)$$

где $r_e = e^2/mc^2$, $\omega_H = eB_s/mc$. Приведем здесь численные оценки, приняв параметры пульсара $P = 0.1$ с, $B_s = 7 \cdot 10^{12}$ Гс, $h_c \approx 200$ м = $2 \cdot 10^4$ см. Для величины h_{CR} получим $h_{CR} \approx 120$ м, численное интегрирование уравнения (2.5) дает зависимость $\Gamma_{pr} = \Gamma_{pr}(h)$, показанную на Рис.4.

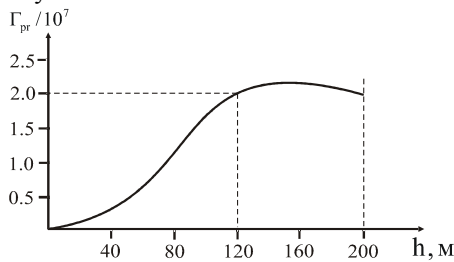


Рис.4. Зависимость гамма-фактора первичной частицы от высоты над поверхностью пульсара. Параметры пульсара:

$$P = 0.1 \text{ с}, B = 7 \cdot 10^{12} \text{ Гс}, \xi = 0.6$$

Функция $s_{acc} = s_{acc}(\Gamma_{pr})$, получаемая обращением этой зависимости, есть длина ускорения до гамма-фактора Γ_{pr} . Видно, что длина ускорения до гамма-факторов $\Gamma \geq 2 \cdot 10^7$, при которых доминируют потери на излучение кривизны, вполне удовлетворительно соответствует полученным выше порядковым оценкам.

3. АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННОЙ ПЛАЗМЫ, ПОРОЖДАЕМОЙ ФОТОНАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ КРИВИЗНЫ И СИНХРОФОТОНАМИ

Рассмотрим процесс генерации электронно-позитронной плазмы в области над внутренним зазором пульсара. Функция распределения рождающихся частиц в рассматриваемой области определяется кинетическим уравнением [4]

$$c \frac{\partial f}{\partial z} = \int w_\gamma(k, \beta) N(k, \beta, z) K(k, \beta, \Gamma) d^3k, \quad (3.1)$$

где $k = \hbar\omega/mc^2$ - безразмерное волновое число фотона, порождающего пару, β - угол между импульсом фотона и магнитным полем, $w_\gamma(k, \beta)$ - вероятность рождения пары фотоном, $N(k, \beta, z)$ - функция распределения фотонов. Функция $K(k, \beta, \Gamma)$ описывает распределение энергии перво-

начального фотона между рождающимися электроном и позитроном. В полях $B < 0.1B_{кр}$, $B_{кр} = m^2c^3/e\hbar$, характерных для пульсаров, электрон и позитрон рождаются на возбужденных уровнях Ландау, и практически мгновенно переходят в основное состояние, излучая синхротроны. При этом гамма-фактор "высветившейся" частицы Γ определяется углом β фотона, который породил данную частицу

$$\Gamma = \frac{1}{\sin \beta}, \quad (3.2)$$

в этом случае имеем $K(k, \beta, \Gamma) = \delta(\Gamma - 1/\sin \beta)$. Вероятность рождения пары запишем в виде [6]

$$w_\gamma = \frac{\sqrt{3}\alpha c}{2^{5/2}\hbar k} y e^{-y} \theta\left(y - \frac{3}{2}B'\right), \quad (3.3)$$

($\hbar = \hbar/mc$) где введены удобные обозначения

$$y = \frac{3}{4}B' k \sin \beta, \quad B' = \frac{B}{B_{кр}}. \quad (3.4)$$

Тета-функция в (3.3) отвечает пороговому условию рождения пары $k \sin \beta \geq 2$.

Рассмотрим образование пар 1-го поколения; в этом случае в уравнение (3.1) нужно подставить функцию распределения фотонов излучения кривизны [4]

$$N_{CR} = \frac{const}{k^2} \Phi\left(\frac{k}{k_c}\right) I(y, k) \theta(k_z) c(z), \quad (3.5)$$

где $\Phi(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(\zeta) d\zeta$, $k_c = 3\hbar\Gamma_{pr}^3/2R_c$ причем

$R_c \sim 10^7$ см - радиус кривизны магнитной силовой линии, а функции $I(y, k)$ и $c(z, y)$ имеют вид

$$I(y, k) = \begin{cases} 1, & y < 3B'/2, \\ \exp\left(-\frac{\alpha R_c}{2\sqrt{6}\hbar B' k^2} \varphi(y)\right), & y \geq 3B'/2 \end{cases} \quad (3.6)$$

$$\varphi(y) = \int_{3B'/2}^y x \exp\left(-\frac{2}{x}\right) dx,$$

$$c(z, y) = \theta\left(z - \frac{4R_c}{3kB'} y\right). \quad (3.7)$$

Из (3.5) следует, что при $k < k_c$ спектр фотонов излучения кривизны степенной: $N_{CR}(k) \sim 1/k^{5/3}$. Экспоненциальный спад распределения фотонов (3.5) при $y > 3B'/2$ объясняется тем, что в этом случае возникает убыль фотонов за счет интенсивного рождения пар. Согласно [4], рождение пар становится существенным при $y \approx y_*(k)$, где

$$y_*(k) \approx \frac{1}{\Lambda(k)}, \quad \Lambda(k) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{\alpha R_c}{2\sqrt{6}\hbar B' k^2}\right). \quad (3.8)$$

Подставляя выражения (3.2)-(3.5) в уравнение (3.1) и произведя интегрирование (по k интегрирование тривиально в силу наличия δ -функции), получим для распределения частиц плазмы 1-го поколения

$$\frac{\partial f_I}{\partial z} = \frac{4\Gamma}{R_c \Lambda^2} N_{CR} \left(k = \frac{4\Gamma}{3B'\Lambda}, y = \frac{1}{\Lambda}, z \right). \quad (3.9)$$

При этом возникает следующая неявная зависимость между Λ (Γ) и Γ , следующая из (3.8)

$$3\Lambda \sqrt{\frac{\alpha R_c B'}{32\sqrt{6}\Pi}} = \Gamma e^\Lambda. \quad (3.10)$$

Мы видим, что низкоэнергетическое поведение распределения рожденных частиц (1-го поколения) определяется, согласно (3.6) и (3.9), экспоненциальным множителем

$$\exp \left[-\frac{9\alpha R_c B' \Lambda^2(\Gamma)}{32\sqrt{6}\Pi \Gamma^2} \varphi \left(\frac{1}{\Lambda(\Gamma)} \right) \right]. \quad (3.11)$$

Функцию $\varphi(y)$ можно представить в виде

$$\begin{aligned} \varphi(y) = & \frac{3}{8} B' e^{-\frac{4}{3B'}} (4 - 3B') + \frac{1}{2} y(y-2) e^{-\frac{2}{y}} - \\ & - 2\gamma \left(\frac{4}{3B'} \right) + 2\gamma \left(\frac{2}{y} \right), \quad \gamma(x) = \int_x^\infty t^{-1} e^{-t} dt, \end{aligned} \quad (3.12)$$

причем последними двумя членами можно пренебречь при $4/3B' \gg 1$ и $2/y = 2\Lambda \gg 1$. Тогда

$$\varphi(y) = \frac{3}{8} B' e^{-\frac{4}{3B'}} (4 - 3B') - \frac{(\Lambda - 1)}{2\Lambda^2} e^{-2\Lambda}. \quad (3.13)$$

При этом (3.11) представляется в виде произведения двух множителей, один из которых имеет вид

$$\exp \left[-\frac{27\alpha R_c B'^2 \Lambda^2(\Gamma)}{256\sqrt{6}\Pi \Gamma^2} e^{-\frac{4}{3B'}} (4 - 3B') \right], \quad (3.14)$$

а другой представляет собой медленно меняющуюся функцию Γ .

Выражение (3.14) решает поставленную задачу – оно описывает низкоэнергетическое поведение распределения частиц вторичной плазмы 1-го поколения. Его можно несколько упростить, если учесть, что основное количество рождающихся пар 1-го поколения сосредоточено вблизи высокоэнергетического края спектра. Такие частицы порождаются фотонами излучения кривизны с характерными безразмерными волновыми числами $k_m \sim 0.3k_{cr} \sim \Pi \Gamma^3 / 2R_c$, в этом случае можно заменить медленно меняющуюся функцию $\Lambda(\Gamma)$ постоянным значением $\Lambda(k_m)$. Тогда распределение частиц 1-го поколения будет иметь вид

$$f_I(\Gamma) \sim \Gamma^{-2/3} \exp \left[-\frac{\Gamma_0^{(I)2}}{\Gamma^2} \right], \quad (3.15)$$

причем

$$\Gamma_0^{(I)} \approx 0.2B' \Lambda(k_m) e^{-\frac{4}{3B'}} \sqrt{\frac{\alpha R_c}{\Pi} (4 - 3B')}. \quad (3.16)$$

Рассмотрим теперь низкоэнергетическое поведение распределения частиц 2-го поколения. В этом случае в уравнение (3.1) нужно подставить функцию распределения синхрофотонов. Спектр синхрофотонов, порождаемых парами 1-го поколения, является степенным $N_{SR}(k) \sim 1/k^{7/2}$ [4], так что степенная

асимптотика функции распределения рожденных частиц определяется выражением (1.2). Функция распределения синхрофотонов содержит зависимость от Y , аналогичную функции $I(y, k)$ (3.6), разница состоит лишь в том, что функция $\varphi(y)$ теперь не описывается формулой (3.12). Экспоненциальный множитель останется и в этом случае, так что нужно лишь найти положение максимума функции распределения, аналогичное (3.16) для пар 1-го поколения. Проводить все вычисления заново нет необходимости. Положение максимума распределения частиц 2-го поколения можно связать с наиболее вероятным значением гамма-факторов частиц 1-го поколения. Его легко вычислить, исходя из условия рождения пар $y \approx y_*(k)$, которое применимо и к синхрофотонам. Отсюда находим, воспользовавшись определением Y ,

$$k \sin \beta \approx \frac{4}{3B' \Lambda(k)}. \quad (3.17)$$

Применив это соотношение при $k \sim k_m$, найдем, что соответствующий угол, необходимый для рождения пар, есть $\beta_m \approx 4/3B' k_m \Lambda(k_m) \ll 1$. Используя (3.2), получим

$$\Gamma_{\max}^{(I)} \approx \frac{1}{\beta_m} = \frac{3}{4} B' k_m \Lambda(k_m). \quad (3.18)$$

Максимум синхротронного излучения частиц 1-го поколения с $\Gamma \sim \Gamma_{\max}^{(I)}$ есть

$$k_{SR} \approx \frac{3}{2} \Gamma_{\max}^{(I)2} B' \beta_m = \frac{3}{2} \Gamma_{\max}^{(I)} B' = \frac{9}{8} B'^2 k_m \Lambda(k_m). \quad (3.19)$$

Применив условие (3.17) к рождению пар синхрофотонами, найдем необходимое значение угла $\beta = \beta_{SR} \approx 4/3B' k_{SR} \Lambda(k_{SR})$. Подставив сюда (3.19), получим окончательно

$$\Gamma_0^{(II)} = \frac{27}{32} B'^3 k_m \Lambda(k_m) \Lambda \left(\frac{9}{8} B'^2 k_m \Lambda(k_m) \right). \quad (3.20)$$

Функция распределения частиц 2-го поколения тогда будет

$$f_{II}(\Gamma) \sim \Gamma^{-5/2} \exp \left[-\frac{\Gamma_0^{(II)2}}{\Gamma^2} \right]. \quad (3.21)$$

В этом случае большинство рождающихся частиц имеют гамма-факторы $\Gamma \sim \Gamma_0^{(II)}$.

ВЫВОДЫ

Рассмотрено низкоэнергетическое поведение функций распределений частиц 1-го и 2-го поколений – электронов и позитронов, рождающихся в магнитосфере пульсара. Показано, что при малых значениях гамма-факторов ($\Gamma < \Gamma_0^{(I)}$ для частиц 1-го поколения и $\Gamma < \Gamma_0^{(II)}$ для 2-го) функции распределения содержат экспоненциальные множители $\exp(-\Gamma_0^2/\Gamma^2)$, описывающие убывание распределений в сторону малых энергий. Такое поведение распределения вторичных частиц согласуется с результатами численного моделирования каскада ме-

тодом Монте-Карло [5]. Большинство частиц плазмы 2-го поколения содержится именно в низкоэнергетической области, т.е. при $\Gamma \sim \Gamma_0^{(II)}$; они в основном и определяют концентрацию рожденной плазмы. Изучение функции распределения частиц, порождаемых в области над внутренним зазором важно, в частности, для нахождения обратного потока частиц, определяющего ток, протекающий через зазор, интенсивность аннигиляционной линии, возникающей при энергии 255 кэВ за счет аннигиляции возвратного потока быстрых позитронов с электронами поверхности нейтронной звезды [7].

Авторы выражают благодарность В.С. Бескину за полезное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.С. Бескин. *Осесимметричные стационарные течения в астрофизике*. М.: "Физматлит", 2006, 384 с.
2. И.Ф. Малов. *Радиопульсары*. М.: "Наука", 2004, 192 с.
3. А.К. Harding, J.K. Daugherty. Electromagnetic Cascades in Pulsars // *Apl. J.* 1982, v.252, №1, p.337-347.
4. А.В. Гуревич, Я.Н. Истомин. Генерация электронно-позитронной плазмы в магнитосфере пульсара // *ЖЭТФ*. 1985, т.89, №1, с.3-21.
5. А.К. Harding, A.G. Muslimov. *Particle Acceleration Zones above Pulsar Polar Caps: Electron and Positron Pair Formation Fronts*. ArXiv: astro-ph/9805132.
6. В.Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. *Квантовая электродинамика*. М.: "Наука", 1979, 703 с.
7. В.М. Конторович, А.Б. Фланчик. Образование аннигиляционной линии 255 кэВ вблизи магнитных полюсов пульсаров // *Письма в ЖЭТФ*. 2004, т.79, №6, с.299-302.

LOW-ENERGY BEHAVIOR OF SECONDARY PLASMA PARTICLE DISTRIBUTION FUNCTION IN PULSAR MAGNETOSPHERES

V.M. Kontorovich, A.B. Flanchik

This paper deals with an analytical description of the form of low-energy cut-off of the electron and positron distribution functions which is in a good agreement with the known results of the numerical cascade simulation. We have shown that the maximum position of the distribution function as the function of the pulsar parameters can be found theoretically from an analysis of the curvature radiation and the pair production by curvature photons and synchrotrons.

НИЗКОЕНЕРГЕТИЧНА ПОВЕДІНКА ФУНКЦІЇ РОЗПОДІЛУ ЧАСТИНОК ВТОРИННОЇ ПЛАЗМИ В МАГНІТОСФЕРАХ ПУЛЬСАРИВ

В.М. Конторович, О.Б. Фланчик

У роботі розглянутий аналітичний опис форми низькоенергетичного завалу функцій розподілу електронів і позитронів, що народились у магнітосфері пульсару, котрий добре узгоджується з відомими результатами чисельного моделювання каскаду. Показано, що положення максимуму розподілу як функція параметрів пульсарів може бути знайдено теоретично з аналізу процесів виникнення кривизни та народження пар фотонами випромінювання кривизни та синхрофотонами.