

ВЛИЯНИЕ ИНДУЦИРОВАННОГО РАССЕЯНИЯ НА УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ВАКУУМНОМ ЗАЗОРЕ ПУЛЬСАРА

В.М. Конторович, А.Б. Фланчик

Радиоастрономический институт НАН Украины, Харьков, Украина

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

Рассматривается процесс ускорения электронов в вакуумном зазоре пульсара с учетом комптоновского рассеяния ускоряемых электронов на мощном низкочастотном излучении в зазоре. Учитывается влияние сильного магнитного поля пульсара на комптоновское рассеяние. Показано, что индуцированные процессы в рассеянии могут существенно отражаться на ускорении электронов в зазоре.

1. ВВЕДЕНИЕ

Согласно современным представлениям [1,2] активность пульсаров – быстро вращающихся нейтронных звезд с сильными магнитными полями – связана с релятивистской электронно-позитронной плазмой, порождаемой ускоренными частицами в магнитосфере пульсара вблизи магнитных полюсов. Генерация плазмы тесно связана с областью ускорения над поверхностью звезды в области магнитного полюса – вакуумным зазором (Рис.1), где существует сильное электрическое поле, направленное вдоль магнитного поля звезды. Электроны, вырывающиеся с поверхности звезды в процессах разрядов [3], ускоряются в зазоре вдоль искривленных магнитных силовых линий до энергий $10^6 \dots 10^7$ МэВ и при этом испускают жесткие гамма-кванты, которые затем рождают электронно-позитронные пары.

Вакуумный зазор может являться резонатором [4, 5], в котором аккумулируется колоссальная энергия возбуждаемых разрядами низкочастотных колебаний. Вблизи магнитной оси пульсара генерация пар подавлена из-за малой кривизны магнитных силовых линий, в результате формируется волновод, через который низкочастотное излучение может выходить из магнитосферы пульсара.

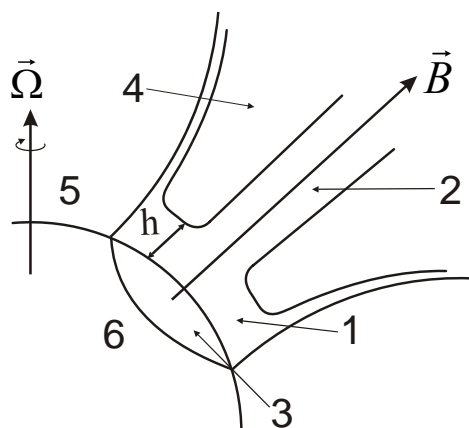


Рис.1. Резонатор и волновод на схеме магнитосферы пульсара в области открытых силовых линий:

1 – вакуумный зазор-резонатор; 2 – волновод;
3 – полярная шапка; 4 – область генерации e^+e^- плазмы; 5 – область коротации, в которой плазма

вращается вместе со звездой; 6 – нейтронная звезда; h – высота зазора

Выходящее низкочастотное излучение попадает в радиодиапазон. Заметим, что низкочастотное излучение может частично просачиваться через магнитосферную плазму, причем мощность этого излучения может быть того же порядка, что и выходящего через волновод.

Согласно [6], ряд пульсаров является источником мощного гамма-излучения. Ранее обсуждалось формирование гамма-излучения пульсаров благодаря излучению кривизны ускоряемых электронов в моделях полярной шапки [7], внешнего зазора [8, 9] и слот-зазора [10]. Жесткое излучение пульсара может возникать также за счет синхротронного излучения электронов на больших расстояниях от звезды [11]. Рассматриваемое в работе обратное комптоновское рассеяние мощного низкочастотного излучения на ускоряемых в зазоре электронах может служить одним из механизмов гамма-излучения. С открытием новых гамма-пульсаров появится возможность проверить предлагаемые модели гамма-излучения (см., например, [12]).

В сильном магнитном поле пульсара комптоновское рассеяние низкочастотного излучения подавлено [5, 13], тем не менее, при высоких плотностях энергии низкочастотного излучения оно является эффективным механизмом потерь энергии ультрарелятивистских электронов.

Высокая плотность энергии низкочастотных колебаний в зазоре должна приводить к существенному вкладу индуцированных процессов в процесс ускорения электронов и спектр гамма-излучения. Как будет показано ниже, это влияние может быть существенно при достаточно крутых спектрах низкочастотного излучения в зазоре и вызывать как усиление комптоновских потерь вследствие индуцированного излучения, так и ослабление из-за комптоновского самопоглощения.

2. УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ЗАЗОРЕ ПРИ УЧЕТЕ СПОНТАННОГО КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ НИЗКОЧАСТОТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Уравнение движения электрона в зазоре имеет вид

$$\frac{d\Gamma}{dz} = \frac{e}{mc^2} E_{\parallel}(z) - \frac{\mu(\Gamma)}{mc^3}, \quad (1)$$

где $\Gamma = \varepsilon/(mc^2)$ – гамма-фактор ускоряемого электрона; $E_{\parallel}(z)$ – продольное (по отношению к магнитному) электрическое поле в зазоре пульсара,

$$\mu(\Gamma) = -\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{ICS} \quad (2)$$

– энергия, теряемая электроном за единицу времени вследствие обратного комптоновского рассеяния низкочастотных квантов. Вычислим комптоновские потери энергии (2), считая распределение низкочастотных фотонов степенным [5]:

$$n(\vec{k}) = \frac{\pi^2 c^3}{\hbar} U(\alpha_R - 1) \omega_{\min}^{\alpha_R - 1} \omega^{-(3+\alpha_R)}, \quad (3)$$

где U – плотность энергии низкочастотного излучения в зазоре; α_R и ω_{\min} – спектральный индекс мощности выходящего через волновод радиоизлучения и минимальная частота колебаний в резонаторе соответственно. Такое предположение опирается на степенной вид спектра радиоизлучения пульсара в области $\omega_{\min} \leq \omega \leq \omega_2$, где ω_2 – максимальная частота низкочастотного излучения. Для потерь энергии (2) имеем

$$\mu(\Gamma) = \int \hbar \omega_{\gamma} w(\vec{q}, \vec{k}, \Gamma) n(\vec{k}) \frac{2d^3 k d^3 q}{(2\pi)^3}, \quad (4)$$

где $\hbar \omega_{\gamma}$ – энергия рассеянного фотона; $w(\vec{q}, \vec{k}, \Gamma) d^3 q$ – вероятность комптоновского рассеяния с испусканием фотона с волновым вектором \vec{q} в интервале $d^3 q$. Вероятность рассеяния связана с дифференциальным сечением согласно [14]

$$w(\vec{q}, \vec{k}, \Gamma) d^3 q = c \frac{d\sigma}{d\Omega'} \left(1 - \frac{V}{c} \cos \theta\right) d\Omega', \quad (5)$$

$d\sigma/d\Omega'$ – дифференциальное сечение рассеяния с излучением фотона в интервал телесного угла $d\Omega' = 2\pi \sin \theta' d\theta'$, а θ, θ' – углы между импульсами начального и конечного фотонов и магнитным полем, $V = c\sqrt{1-\Gamma^{-2}}$ – скорость электрона.

Главный вклад в рассеяние дает дрейф электрона в магнитном поле пульсара и электрическом поле низкочастотной волны [5], в этом случае сечение рассеяния в системе покоя электрона принимает вид [13]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega'}\right)_{rest} = \frac{r_e^2}{4} \frac{\omega^2}{\omega_B^2} (1 + \cos^2 \theta)(1 + \cos^2 \theta'), \quad (6)$$

где $r_e = e^2/(mc^2)$ – классический радиус электрона; $\omega_B = eB/(mc)$ – циклотронная частота. Преобразуем выражение (6), перейдя в систему отсчета, в которой электрон движется со скоростью V вдоль магнитного поля звезды. Дифференциальное сечение рассеяния в этой системе связано с (6) согласно [15]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega'}\right)_{rest} \frac{1}{\Gamma^2 (1 - \frac{V}{c} \cos \theta')^2}, \quad (7)$$

где преобразования углов имеют вид (Рис.2):

$$\cos \theta'_{rest} = \frac{\cos \theta' - V/c}{1 - \frac{V}{c} \cos \theta'}, \quad (8)$$

$$d\Omega'_{rest} = \frac{d\Omega'}{\Gamma^2 (1 - \frac{V}{c} \cos \theta')^2},$$

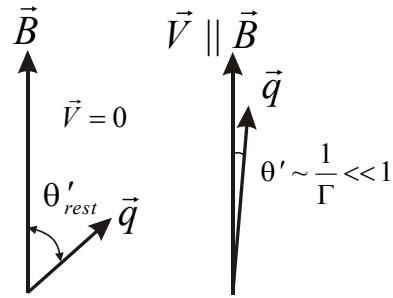


Рис.2. Угол между импульсом \vec{q} рассеянного фотона и магнитным полем в системе покоя электрона (слева) и в системе, где электрон движется вдоль магнитного поля (справа)

$d\Omega'$ преобразуется как $d \cos \theta'$. Используя также преобразование частоты

$$\omega_{rest} = \omega \Gamma \left(1 - \frac{V}{c} \cos \theta\right), \quad (9)$$

получим дифференциальное сечение рассеяния на движущемся электроном:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'} = \frac{\omega^2}{\omega_B^2} \frac{(1 - \frac{V}{c} \cos \theta)^2}{(1 - \frac{V}{c} \cos \theta')^2}. \quad (10)$$

Здесь мы воспользовались тем, что $\Gamma \gg 1$. Знаменатель в (10) отвечает релятивистской абберации. В области малых углов $\theta' \sim 1/\Gamma$, дающих основной вклад в рассеяние, имеем $1 - \frac{V}{c} \cos \theta' \sim 1/\Gamma^2$, так что в этой области $d\sigma/d\Omega' \sim \Gamma^4$. Проинтегрировав (10) в интервале углов $\theta' \leq 1/\Gamma$, найдем полное сечение рассеяния

$$\sigma = \sigma_T \frac{\omega^2 \Gamma^2}{\omega_B^2} \left(1 - \frac{V}{c} \cos \theta\right)^2. \quad \text{Ниже будет}$$

показано, что множитель Γ^2 в сечении рассеяния приводит к существенному различию комптоновских потерь при дрейфовом и томсоновском рассеяниях. Используя (10), найдем для вероятности рассеяния

$$w(\vec{q}, \vec{k}, \Gamma) = \frac{r_e^2}{\omega_B^2} (1 - \frac{v}{c} \cos \theta) \times \delta\left(\omega_\gamma - \omega \frac{1 - \frac{v}{c} \cos \theta}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta'}\right), \quad (11)$$

δ -функция определяет частоту рассеянного кванта. Отметим, что полученные выражения для сечения и вероятности рассеяния носят квазиклассический характер; для их применения необходимо выполнение условия $\hbar\omega\Gamma \ll mc^2$, при этом энергия рассеянного кванта много меньше энергии электрона и можно пренебречь квантовым эффектом отдачи при излучении.

Подставляя (3) и (11) в (4), получим для комптоновских потерь энергии [5]

$$\mu(\Gamma) = cg\sigma_T U \Gamma^4, \quad g = \frac{24}{5} \frac{\alpha_R - 1}{\omega_B^2} \omega_{\min}^{\alpha_R - 1} \int_{\omega_{\min}}^{\omega} \omega^{2 - \alpha_R} d\omega, \quad (12)$$

где $\sigma_T = 8\pi r_e^2 / 3$ – томсоновское сечение. Сравнивая комптоновские потери энергии (12) с потерями энергии на излучение кривизны [1]

$$-\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{CR} = \frac{2ce^2}{3R_c^2} \Gamma^4 \quad (13)$$

(R_c – радиус кривизны магнитной силовой линии), найдем, что обратное комптоновское рассеяние становится преобладающим механизмом потерь энергии ускоряемых электронов при условии

$$U \gg \frac{2e^2}{3R_c^2 g \sigma_T} = 2.3 \cdot 10^{14} \left(\frac{10^8 \text{ см}}{R_c}\right)^2 \left(\frac{10^{-25}}{g}\right) \frac{\varepsilon p \varepsilon}{\text{см}^3}, \quad (14)$$

ниже это условие предполагается выполненным. Тогда уравнение движения (1) электрона примет вид:

$$\frac{d\Gamma}{dz} = \frac{e}{mc^2} E_{\parallel}(z) - \frac{g\sigma_T U}{mc^2} \Gamma^4. \quad (15)$$

Отметим, что учет влияния магнитного поля на комптоновское рассеяние приводит к отклонению от результатов, полученных в [16]. Малый параметр $(\omega/\omega_B)^2$ в сечении комптоновского рассеяния (10) приводит к тому, что комптоновские потери (12) много меньше, чем потери при рассеянии на свободных электронах $\mu(\Gamma) = \frac{4}{3} c \sigma_T U \Gamma^2$. Эта малость при рассеянии может компенсироваться, помимо дополнительного множителя Γ^2 , большим значением плотности энергии U низкочастотных колебаний в зазоре, совместимым с процессом ускорения частиц до значений гамма-фактора $\Gamma \sim 10^7$.

Оценим максимальный гамма-фактор $\bar{\Gamma}$ электрона, достижимый в зазоре с учетом потерь (12), и высоту z_m над поверхностью звезды, на которой он набирается (Рис.3). Считая, что при $\Gamma \leq \bar{\Gamma}$ все слагаемые в (15) одного порядка, получим

$$\frac{d\Gamma}{dz} \sim \frac{\Gamma}{z} \sim \frac{g\sigma_T U}{mc^2} \Gamma^4, \quad eE_{\parallel}(z) \sim g\sigma_T U \Gamma^4.$$

Отсюда найдем оценку

$$\bar{\Gamma} \approx \left(\frac{mc^2}{g\sigma_T U z_m}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (16)$$

и уравнение для z_m :

$$eE_{\parallel}(z_m) \cdot z_m^{4/3} \approx \left(\frac{mc^2}{g\sigma_T U}\right)^{\frac{1}{3}}. \quad (17)$$

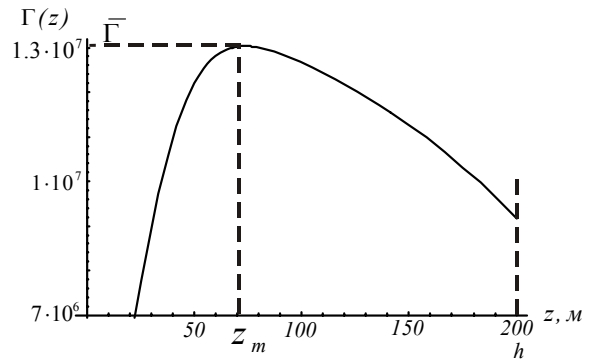


Рис.3. Зависимость $\Gamma = \Gamma(z)$ с учетом комптоновских потерь при параметрах $U = 10^{16} \text{ эрг/см}^3$, $h = 200 \text{ м}$, $B = 10^{12} \text{ Гс}$, $P = 0,1 \text{ с}$

Для дальнейших оценок процесса ускорения электронов нужно конкретизировать вид продольного электрического поля $E_{\parallel}(z)$ в зазоре. В настоящее время существует ряд моделей (см., например, [17]) продольного поля, мы рассмотрим оценки ускорения в моделях с затрудненным [3] и свободным [18] выходом электронов из поверхности звезды. В первом случае продольное поле имеет вид: $E_{\parallel}(z) = \Omega B(h - z) / c$, где B – магнитное поле вблизи поверхности звезды; h – высота зазора; $\Omega = 2\pi / P$, P – период пульсара. Из (16) и (17) тогда получим

$$\bar{\Gamma} \approx 3.0 \cdot 10^7 \left[\left(\frac{10^{-25}}{g}\right) \cdot \left(\frac{10^{16} \text{ эрг/см}^3}{U}\right) \cdot F \right]^{\frac{1}{6}}, \quad z_m \approx 4.8 \cdot 10^4 \text{ см} \left[\frac{1}{F} \cdot \left(\frac{10^{-25}}{g}\right) \cdot \left(\frac{10^{16} \text{ эрг/см}^3}{U}\right) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (18)$$

где

$$F = \left(\frac{1c}{P}\right) \cdot \left(\frac{R_c}{10^7 \text{ см}}\right) \cdot \left(\frac{10^{10} \text{ с}^{-1}}{\omega_2}\right).$$

Продольное поле в модели со свободным выходом (с учетом поправок ОТО [17]) имеет вид

$$E_{||}(z) = 3\Omega B a z(h-z)/(4cR_*),$$

$$a = 4(R_g/R_*)^3 \cos \chi + \sqrt{\frac{\Omega R_*}{c}} \sin \chi \cos \varphi_m,$$

где $R_* \sim 10^6$ см – радиус нейтронной звезды; $R_g \sim 0,2R_*$ – ее гравитационный радиус; χ – угол между магнитной осью и осью вращения; φ_m – азимутальный угол относительно магнитной оси пульсара. Аналогично (18) найдем

$$\bar{\Gamma} \approx 2.1 \cdot 10^7 \left[\left(\frac{10^{-25}}{g} \right)^2 \left(\frac{10^{16} \text{ эрг} / \text{см}^3}{U} \right)^2 \cdot aF \right]^{\frac{1}{3}},$$

$$z_m \approx 1.5 \cdot 10^5 \text{ см} \left[\frac{1}{aF} \cdot \left(\frac{10^{-25}}{g} \right) \cdot \left(\frac{10^{16} \text{ эрг} / \text{см}^3}{U} \right) \right]^{\frac{1}{3}}. \quad (19)$$

3. УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ЗАЗОРЕ С УЧЕТОМ ИНДУЦИРОВАННОГО РАССЕЯНИЯ

Как уже отмечалось, при высоких плотностях энергии низкочастотного излучения в зазоре индуцированные процессы могут существенно влиять на ускорение электронов благодаря эффектам индуцированного излучения и самопоглощения гамма-квантов. Индуцированное излучение приводит к росту потерь энергии по сравнению со спонтанным рассеянием, а самопоглощение – наоборот, к уменьшению потерь. Влияние индуцированного излучения на комптоновские потери будет рассмотрено в отдельном сообщении, а в данной работе мы рассмотрим самопоглощение гамма-излучения и его вклад в ускорение электронов. Комптоновские потери энергии при учете индуцированного рассеяния принимают вид:

$$\mu(\Gamma, z) = \int \hbar \omega_\gamma w(\vec{q}, \vec{k}, \Gamma) n(\vec{k}) \times \\ \times e^{-\frac{1}{c} \int_z^h D(\vec{q}, \zeta) d\zeta} \frac{2d^3k d^3q}{(2\pi)^3}, \quad (20)$$

$$D(\vec{q}, z) = -\frac{\hbar \omega_\gamma}{mc^2} \int w(\vec{q}, \vec{k}, \Gamma) n(\vec{k}) \frac{\partial f}{\partial \Gamma} d^3k d\Gamma, \quad (21)$$

где f – функция распределения электронов в зазоре. Оценка (21) при $\Gamma \approx \bar{\Gamma}$, $z \approx z_m$ и $\alpha_R > 3$ имеет вид:

$$\mu(\bar{\Gamma}, z_m) = \bar{\mu} \approx \mu^{(0)}(\bar{\Gamma}) e^{-\frac{U}{U_0} \left(1 - \frac{z_m}{h} \right)}, \quad (22)$$

где $\mu^{(0)}$ – комптоновские потери при спонтанном рассеянии (12),

$$U_0 \approx \frac{1}{2^{\alpha_R}} \cdot \frac{\alpha_R + 2}{3\pi^2 \alpha_R (\alpha_R - 1)} \cdot \frac{m\omega_B^2 \omega_{\min}}{c} \cdot \frac{\bar{\Gamma}}{\sigma_T n_e \hbar}. \quad (23)$$

Из (22) видно, что при $U \geq U_0$ имеем $\bar{\mu} < \mu^{(0)}(\bar{\Gamma})$, т.е. комптоновские потери уменьшаются по сравнению с потерями (12) при спонтанном рассеянии.

Оценим максимальный гамма-фактор и соответствующую длину ускорения с учетом индуцированных процессов. Аналогично выводу (16), имеем

$$\frac{\bar{\Gamma}}{z_m} \approx \frac{g\sigma_T U}{mc^2} \bar{\Gamma}^4 e^{-\frac{U}{U_0} \left(1 - \frac{z_m}{h} \right)},$$

$$eE_{||}(z_m) \approx g\sigma_T U \bar{\Gamma}^4 e^{-\frac{U}{U_0} \left(1 - \frac{z_m}{h} \right)}, \quad (z_m < h).$$

Разделив одно из этих уравнений на другое, получим

$$\bar{\Gamma} \approx \frac{eE_{||}(z_m) z_m}{mc^2}, \quad (24)$$

после чего найдем уравнение для $z_m = z_m(U)$

$$\left(eE_{||}(z_m) \right)^3 z_m^4 e^{-\frac{U}{U_0} \left(1 - \frac{z_m}{h} \right)} \approx \frac{(mc^2)^4}{g\sigma_T U}. \quad (25)$$

При $U \ll U_0$ влиянием индуцированных процессов можно пренебречь, и это уравнение переходит в (17). Проследим, как изменяется корень уравнения (27) с ростом U . Показатель экспоненты в (25) – медленно меняющаяся функция z_m , при возрастании U экспонента убывает, и корень уравнения (25) становится больше, чем в случае спонтанного рассеяния. При этом возрастает максимальный гамма-фактор.

ВЫВОДЫ

В работе рассматривается процесс ускорения электронов в вакуумном зазоре пульсара с учетом комптоновского рассеяния ускоряемых электронов на мощном низкочастотном излучении в зазоре. В сильном магнитном поле пульсара комптоновское рассеяние низкочастотного излучения ускоряемыми в зазоре электронами подавлено, однако при высоких плотностях энергии низкочастотных колебаний и высоких гамма-факторах электронов может являться доминирующим механизмом потерь энергии. При высоких плотностях энергии низкочастотных колебаний индуцированные процессы в рассеянии могут существенно отражаться на ускорении электронов, приводя к усилению потерь при индуцированном излучении или к их ослаблению из-за комптоновского самопоглощения. При индуцированном самопоглощении гамма-излучения максимальный гамма-фактор электрона и соответствующая длина ускорения оказываются больше, чем при спонтанном рассеянии.

Авторы выражают благодарность В.С. Бескину, И.Ф. Малову, С.А. Петровой и С.Б. Попову за полезные обсуждения и замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.Ф. Малов. *Радиопульсары*. М.: «Наука», 2004, 192 с.
2. В.С. Бескин // *УФН*. 1999, т.169, с.1169.
3. М.А. Ruderman, P.G. Sutherland // *Astrophys. J.* 1975, v.196, p.51.
4. В.М. Конторович // *Радиофизика и радиоастрономия*. 2006, т.11, с.308.
5. В.М. Конторович, А.Б. Фланчик // *ЖЭТФ*. 2008, т.133, с.996.
6. P.L. Nolan J.M. Fierro, Y.C. Lin, et al. // *Astron. Astrophys. Suppl.* 1996, ser.120, p.61.
7. J.K. Daugherty, A.K. Harding // *ArXiv: astro-ph/9508155*, 1995.
8. K. Hirotani // *ArXiv: astro-ph/0005421*, 2000.
9. K. Hirotani, S. Shibata // *ArXiv: astro-ph/0012062*, 2000.
10. A.G. Muslimov, A.K. Harding // *ArXiv: astro-ph/0301023*, 2003.
11. И.Ф. Малов, Г.З. Мачабели // *Астрон. журнал*. 2002, т.79, с.755.
12. F. Crawford, et al. // *Astrophys. J.* 2006, v.652, p.1499.
13. R.D. Blandford, E.T. Scharlemann // *MNRAS*. 1976, v.174, p.59.
14. В.Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. *Квантовая электродинамика*. М.: «Наука», 1979.
15. Yu.P. Ochelkov, V.V. Usov // *Astrophys. & Space Sci.* 1983, v.96, p.55.
16. V.M. Kontorovich, A.B. Flanchik // *Problems of Atomic Science and Technology. Series «Nuclear Physics Investigations»*. 2007, №3, p.312.
17. В.С. Бескин. *Осесимметричные стационарные течения в астрофизике*. М.: «Физматлит», 2006, 382 с.
18. J. Arons, E.T. Scharlemann // *Astrophys. J.* 1979, v.231, p.854.

Статья поступила в редакцию 27.05.2008 г.

THE INDUCED SCATTERING INFLUENCE ON THE ELECTRON ACCELERATION IN THE PULSAR VACUUM GAP

V.M. Kontorovich, A.B. Flanchik

The work deals with the electron acceleration process in the pulsar vacuum gap. The inverse Compton scattering of accelerated electrons on the powerful low-frequency radiation excited in the gap is considered. The influence of strong pulsar magnetic field on the Compton scattering is taken into account. It has been shown that the induced processes can essentially affect the electron acceleration in the gap.

ВПЛИВ ІНДУКОВАНОГО РОЗСИЮВАННЯ НА ПРИСКОРЕННЯ ЕЛЕКТРОНІВ У ВАКУУМНОМУ ЗАЗОРІ ПУЛЬСАРУ

В.М. Конторович, О.Б. Фланчик

Розглянуто процес прискорення електронів у вакуумному зазорі пульсару з урахуванням комптонівського розсіювання електронів, що прискорюються, на потужному низькочастотному випромінюванні у зазорі. Враховано вплив сильного магнітного поля пульсару на комптонівське розсіювання. Показано, що індуковані процеси у розсіюванні можуть суттєво відбиватися на прискоренні електронів у зазорі.