

Влияние мелкомасштабного магнитного поля и темпа фотоионизации позитрониев на нагрев полярных шапок старых радиопульсаров

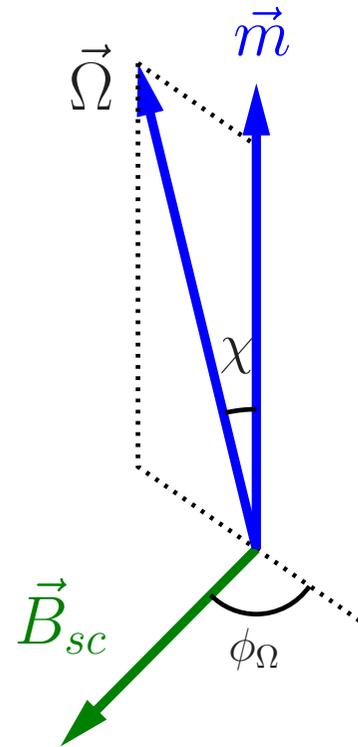
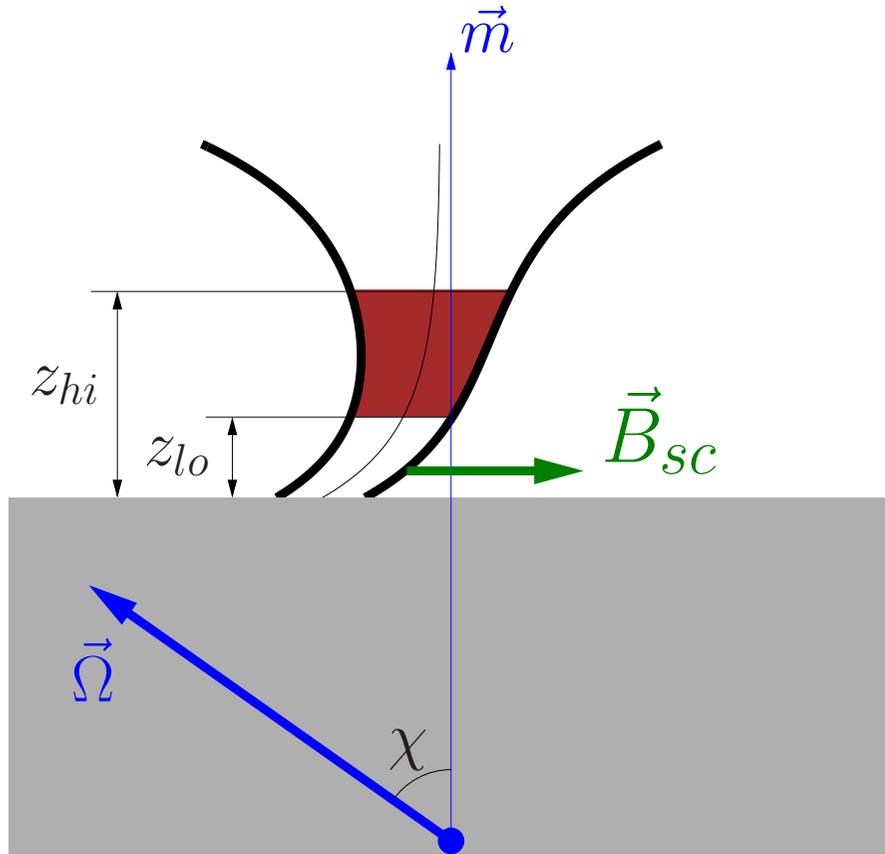
Барсуков Д.П.^{1,2}, Воронцов М.В.²

1 - ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 2 - СПбПУ

Аннотация

Рассматривается влияние величины и направления мелкомасштабного магнитного поля на обратный ток позитронов во внутренних зазорах старых радиопульсаров (с характеристическим возрастом $\tau > 10^6$ лет) и связанный с ним нагрев полярных шапок. Пульсар рассматривается в модели "внутреннего зазора" со свободным истечением частиц с поверхности нейтронной звезды. Учитывается только рождение электрон-позитронных пар при поглощении квантов изгибного излучения в магнитном поле. При этом предполагается, что часть пар может рождаться в связанном состоянии – в виде позитрониев, которые затем фотоионизируются тепловыми фотонами с полярной шапки. Рассмотрено как зависит нагрев полярной шапки от темпа фотоионизации позитрониев.

Мелкомасштабное поле

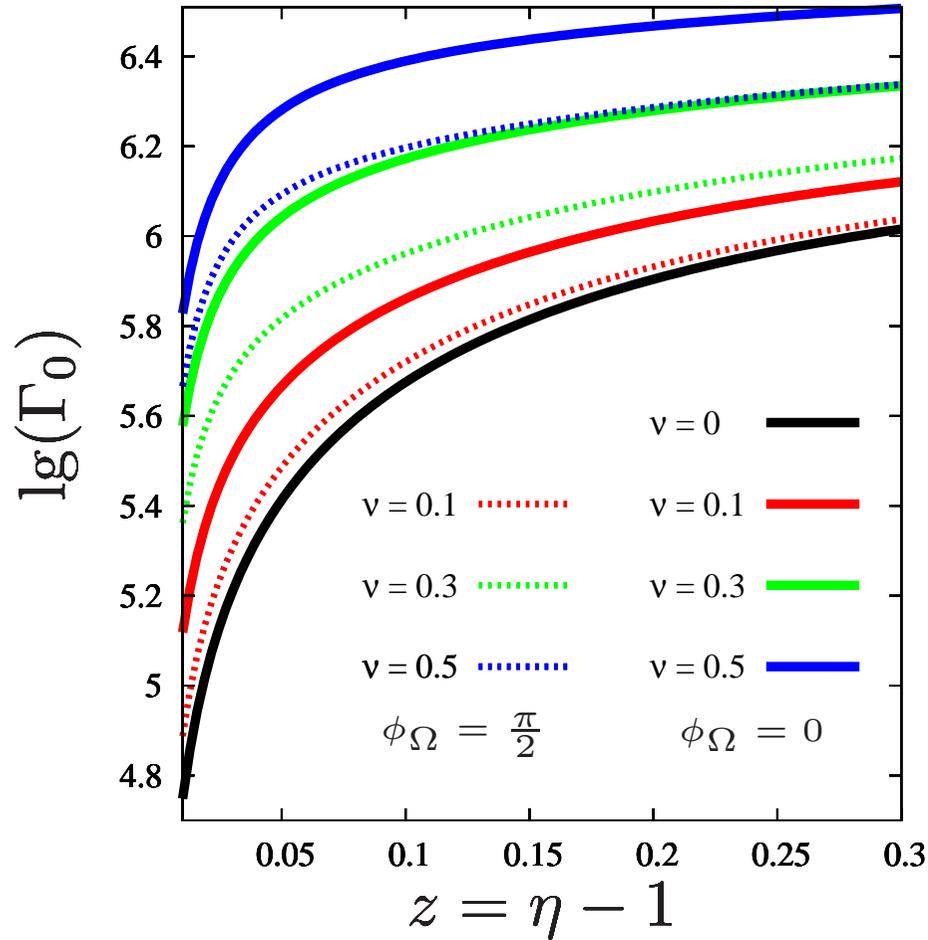


$$\vec{B} = \frac{3\vec{r}(\vec{r} \cdot \vec{m}) - \vec{m}r^2}{r^5} + \frac{3\vec{\rho}(\vec{\rho} \cdot \vec{m}_1) - \vec{m}_1\rho^2}{\rho^5}$$

$$\vec{\rho} = \vec{r} - (r_{ns} - \ell)\vec{e}_z \quad \vec{m} = m\vec{e}_z \quad \text{и} \quad \vec{m}_1 = \nu \left(\frac{\ell}{r_{ns}} \right)^3 m\vec{e}_x$$

$$\ell = \frac{1}{10}r_{ns} \quad \nu = \frac{B_{sc}}{B_{dip}} \lesssim 1 \quad 0 \leq \phi_{\Omega} \leq \frac{\pi}{2}$$

Электростатический потенциал



$$\Gamma_0 = \frac{e\Phi}{mc^2} (\eta = 1 + z, \xi = 0, \phi = 0)$$

$$B_0 = 10^{12} \text{ Гс}, P = 1 \text{ с}, \chi = 10^\circ$$

Е.М. Кантор и А.И. Цыган (2003)

$$a\theta_s \ll az_c$$

$$\Phi(\eta, \xi, \phi) = \frac{\Omega F}{2\pi c} (f_{GJ}(\eta) - f_{GJ}(1)) \times (1 - \xi^2)$$

при $0 \leq z = \eta - 1 \leq z_c = \eta_c - 1$

$$\Phi(\eta, \xi, \phi) = \Phi(\eta_c, \xi, \phi)$$

при $z > z_c$

$$F = \pi (\theta_s a)^2 B = \pi (\theta_0 a)^2 B_0$$

$$j = \frac{\Omega B}{2\pi} f_{GJ}(1)$$

$$\rho_{GJ} = \frac{\Omega B}{2\pi c} f_{GJ}(\eta)$$

В случае если $z_c \ll 1$, $z_c \ll \Delta$, $\theta \ll 1$ и $\sin \beta \ll \frac{\theta_s}{z_c}$ или $\frac{z_c}{\theta_s}$, где β – угол между вектором магнитного поля и поверхностью нейтронной звезды, потенциал (10) из [16] может быть переписан в следующем виде:

$$\Phi = 2\Phi_0 K_1 \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{\gamma_i^2} \left(z + \frac{F(z, \gamma_i)}{\gamma_i} \right) \frac{2}{k_i J_1(k_i)} J_0(k_i \xi)$$

где $\Phi_0 = \frac{\Omega a}{c} B_s a$, B_s – величина магнитного поля в точке ($\eta = 1, \xi = 0, \phi = 0$), $\theta_s a$ – радиус пульсарной трубки (на поверхности нейтронной звезды), χ – угол между \vec{m} и $\vec{\Omega}$, $\gamma_i = \frac{k_i}{\theta_s}$ и k_i – корни уравнения $J_0(k) = 0$

$$F(z, \gamma) = - \frac{(1 - e^{-\gamma z})(1 + e^{-\gamma(z_c - z)})}{1 + e^{-\gamma z_c}}$$

$$K_0 = \frac{1}{\sqrt{1 + \nu^2}} \left((1 - k) \cos \chi - \left(1 + \frac{k}{2}\right) \nu \sin \chi \cos \phi_\Omega \right)$$

$$K_1 = \frac{1}{\sqrt{1 + \nu^2}} \left(3k + \frac{3\nu}{\Delta} \frac{\nu}{1 + \nu^2} (1 - \Delta)(1 - k) \right) \cos \chi$$

$$+ \frac{3\nu}{\Delta} \frac{1}{(1 + \nu^2)^{3/2}} \left(1 - \Delta + \frac{k}{2} + \frac{k}{2} \nu^2 \Delta \right) \sin \chi \cos \phi_\Omega$$

и плотность электрического заряда в трубке вычисляется по следующей формуле

$$\rho = \frac{\Omega B}{2\pi c} A(\xi) \quad A(\xi) = -K_0 - K_1 \sum_{i=0}^{\infty} \frac{1}{\gamma_i} \frac{1 - e^{-\gamma_i z_c}}{1 + e^{-\gamma_i z_c}} \frac{2}{k_i J_1(k_i)} J_0(k_i \xi)$$

В качестве высоты верхней обкладки диода z_c выбирается высота z , на которой на силовой линии ($\xi = 0.5$, $\phi = 0$) коэффициент умножения Q равен 0.1. При этом, при вычислении коэффициента умножения Q , учитывается только генерация электрон-позитронных пар изгибными фотонами.

$$Q = 0.1$$

Обратный ток позитронов вычисляется с помощью уравнения (3) из [15]:

$$\begin{aligned} \rho_{tot}|_{\eta=1} &\approx \frac{\Omega B}{2\pi c} (A_{prim} + A_+ - f_{GJ}(\eta = 1)) \approx 0 \\ \rho_{tot}|_{\eta=\eta_+} &\approx \frac{\Omega B}{2\pi c} (A_{prim} - A_+ - f_{GJ}(\eta = \eta_+)) \approx 0 \end{aligned}$$

где A_{prim} , A_+ и f_{GJ} – плотности первичных электронов, позитронов обратного тока и плотность Голдрайха-Джулиана в единицах $\frac{\Omega B}{2\pi c}$.

Случай $\eta_+ = \eta_c$ соответствует расчету обратного тока по модели Аронса-Шарлеманна [12], а случай $\eta_+ = +\infty$ – расчету в соответствии с моделью Муслимова-Хардинг [13].

Рентгеновская светимость L_x и температура T полярной шапки оцениваются с помощью формулы:

$$L_x = \sigma \cdot T^4 \cdot S_{pc} = n_+ c \cdot mc^2 \cdot \langle \Gamma \rangle \cdot S_{pc}$$

где $n_+ = \frac{\Omega B}{2\pi c e} A_+ \approx 7 \cdot 10^{10} \cdot (B/10^{12} \text{ Гс}) \cdot (1 \text{ сек}/P) \cdot A_+ \text{ см}^{-3}$ – концентрация позитронов обратного тока, а величина $mc^2 \langle \Gamma \rangle$ равна средней энергии первичных электронов на верхней обкладке диода $\eta = \eta_c$, S_{pc} – площадь полярной шапки.

Фотоионизация позитрониев

Доля пар P_b рождающихся в связанном состоянии аппроксимировалась как

1. $P_b = 0$ при $B < B_{low}$ (позитронии не рождаются)
2. $P_b = (B - B_{low}) / (B_{high} - B_{low})$ при $B_{low} \leq B \leq B_{high}$
3. $P_b = 1$ при $B > B_{high}$ (все пары рождаются связанными)

где $B_{low} = 0.04 B_{cr}$ и $B_{high} = 0.15 B_{cr}$ [1]

Темп фотоионизации пар считался равным [1]

$$\frac{dN}{dt} = W_0 \left(\frac{10^2}{\Gamma} \right)^3 \left(\frac{T}{10^6 K} \right)^2 (1 - \cos \theta_{cap})$$

где Γ – лоренц-фактор позитрония, T – температура полярной шапки, θ_{cap} – угол, под которым видна полярная шапка

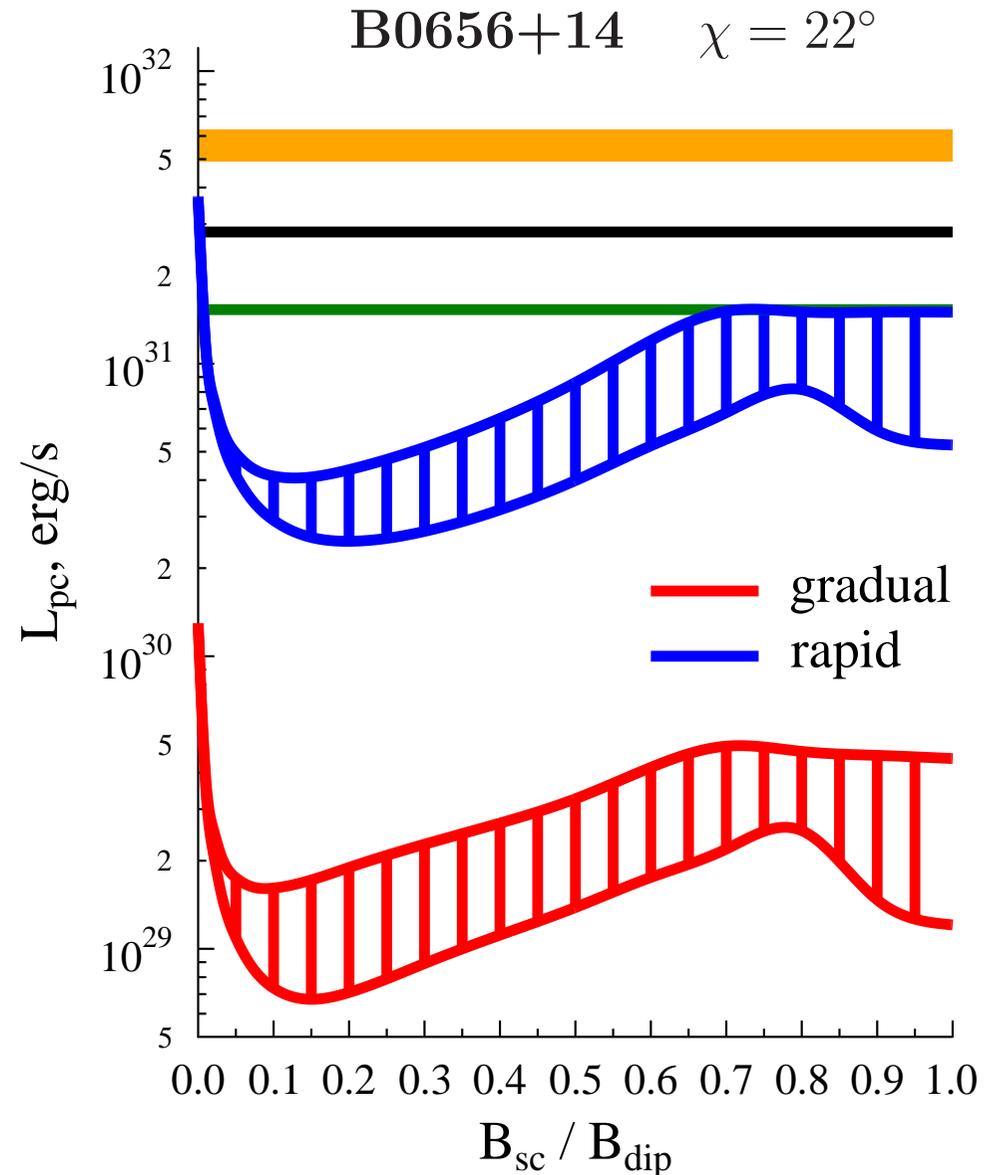
$$W_0 \approx 6 \cdot 10^5 \text{сек}^{-1} [1]$$

или

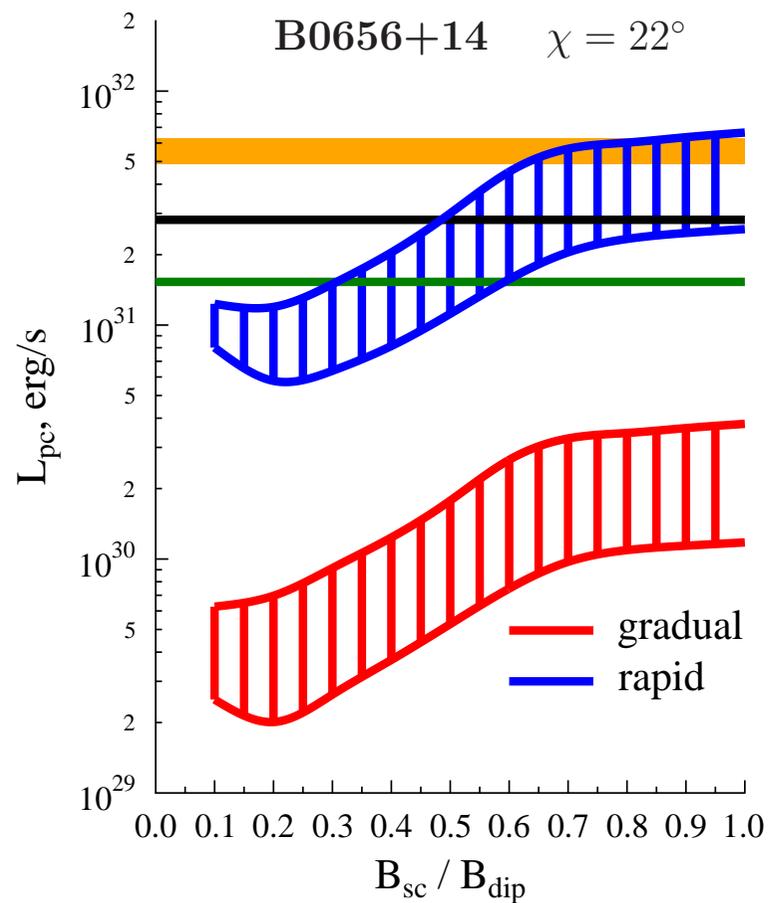
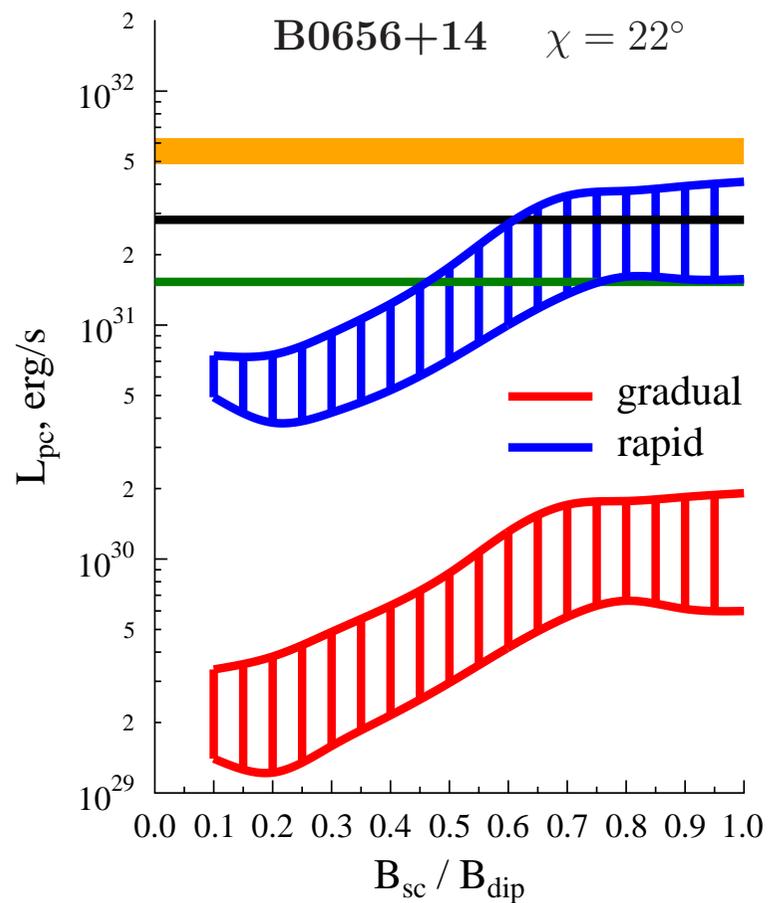
$$W_0 \sim 10^8 \text{сек}^{-1} [2] ?$$

Светимость полярной шапки пульсара B0656+14

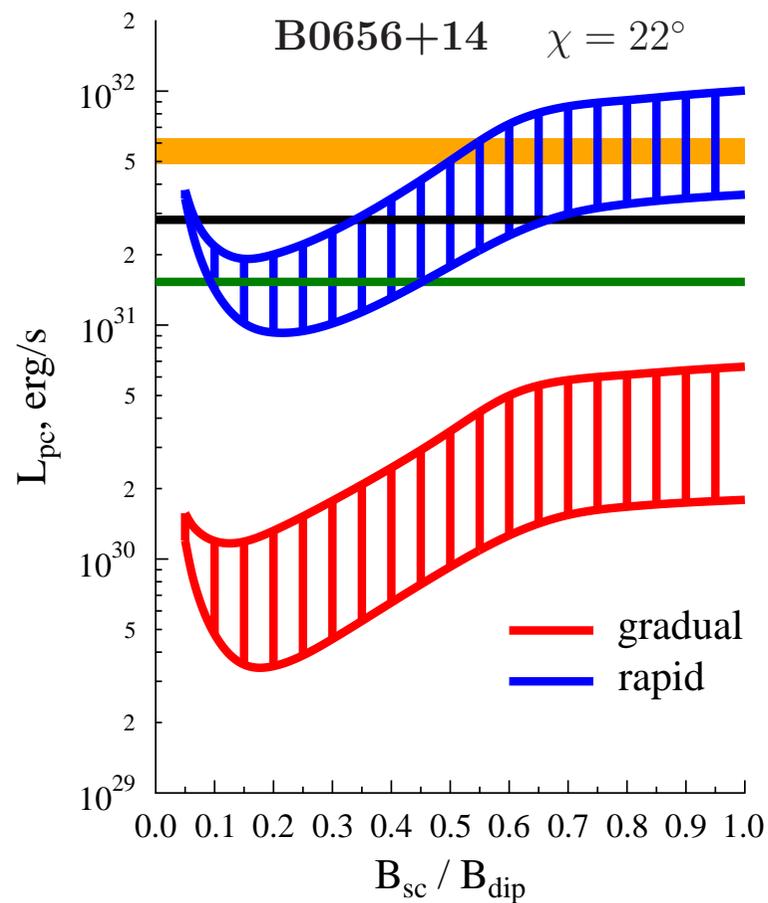
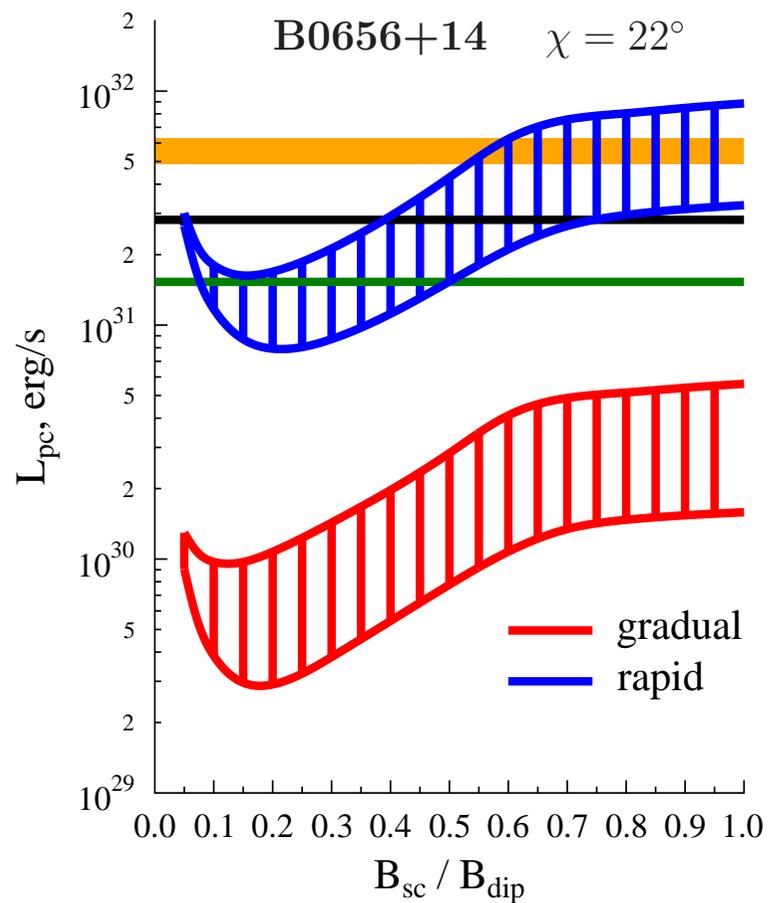
На рисунке представлены возможные значения L_{pc} для пульсара B0656+14
 $B_{dip} = 9.3 \cdot 10^{12}$ Гс, $P = 0.385$ с
 $\tau = 1.1 \cdot 10^5$ лет, $\chi = 22^\circ$ [9],
 $\dot{E} = 3.8 \cdot 10^{34}$ эрг/с [7]. $\chi = 22^\circ$ [9] для
различных значений угла ϕ_Ω и
напряженности B_{sc} . Нижние границы
обеих областей соответствуют $\phi_\Omega = \frac{\pi}{2}$,
верхнии границы – $\phi_\Omega = 0$.
Желтой полосой показана L_{pc} из [8],
 L_{pc} из [10] показана черной линией, L_{pc}
из [11] показана зеленой линией.



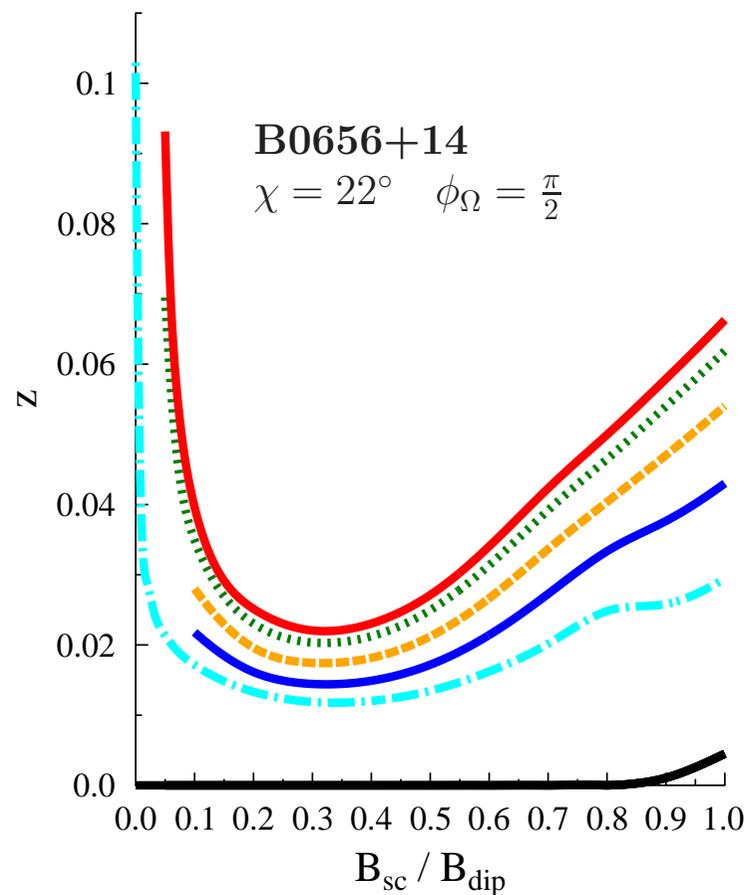
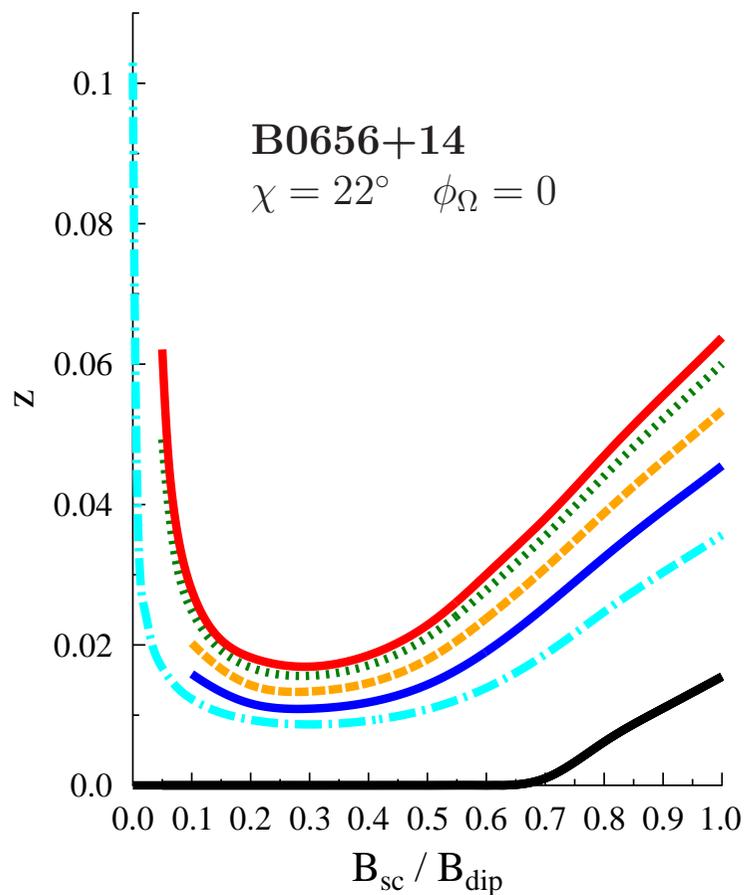
$W_0 = +\infty$ (все пары рождаются не связанными)



На левом рисунке показан нагрев шапки для случая $W_0 = 1.2 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$,
 на правом – для случая $W_0 = 6 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$.



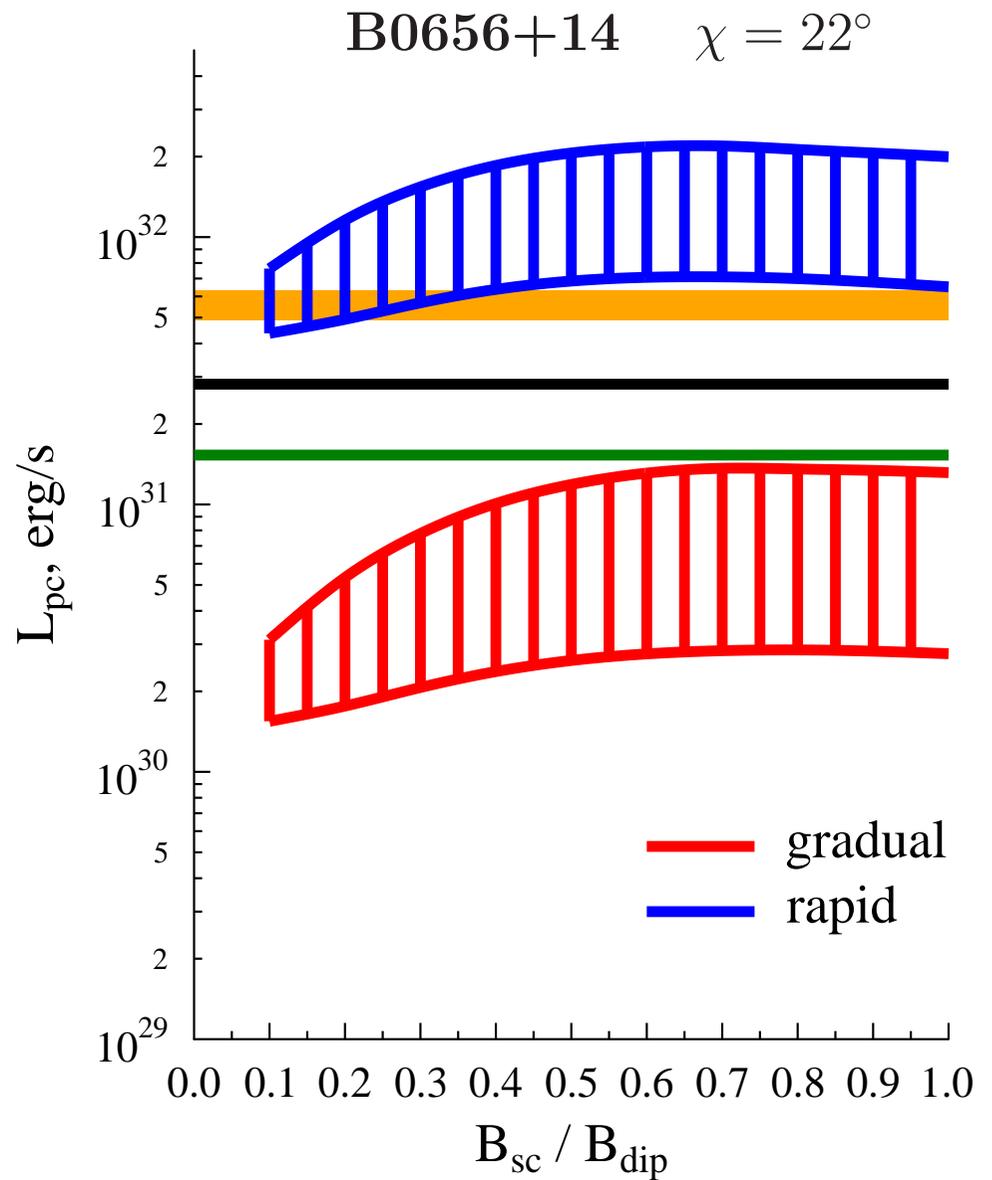
На левом рисунке показан нагрев шапки для случая $W_0 = 1.2 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$,
на правом – для случая $W_0 = 6 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$.



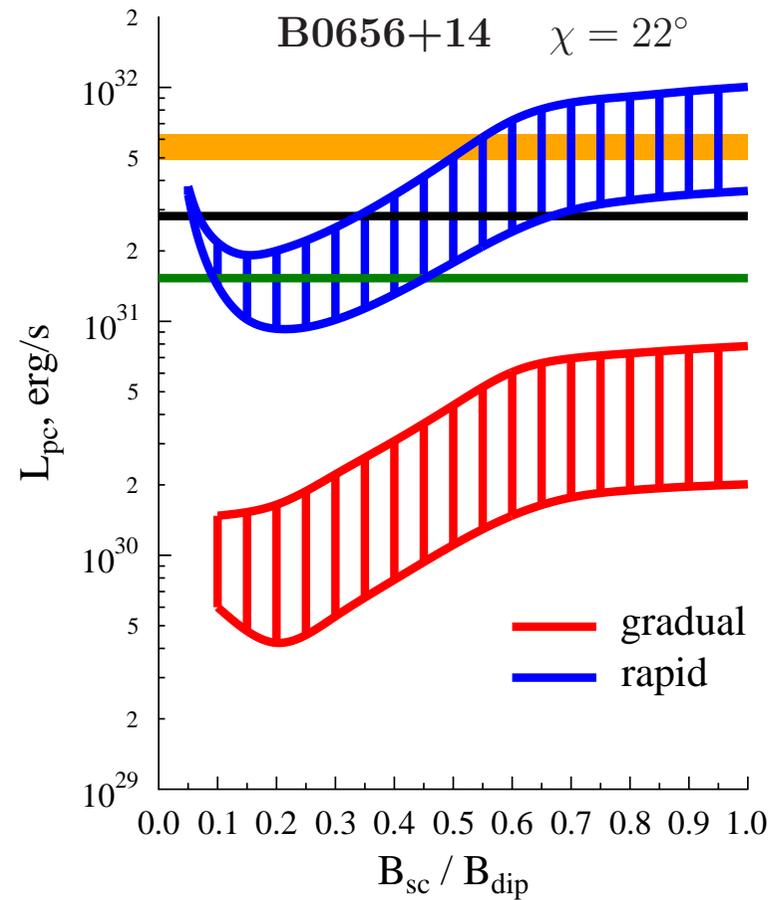
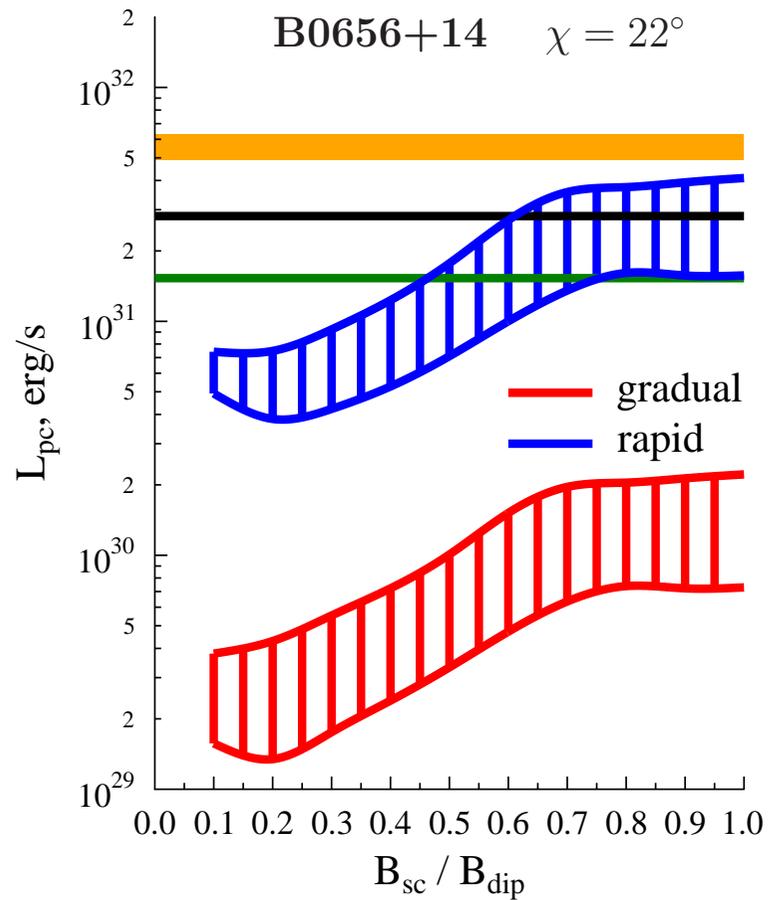
На левом рисунке показана высота верхней обкладки диода для $\phi_\Omega = 0$, на правом – для $\phi_\Omega = \frac{\pi}{2}$.
 Случай $W_0 = 6 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$ показан красной кривой, $W_0 = 1.2 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$ зеленая кривая,
 $W_0 = 6 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$ желтая кривая, $W_0 = 1.2 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$ синяя кривая, случай $W_0 = +\infty$ (все пары
 рождаются несвязанными) показан голубой кривой. Высота нижней обкладки диода показана черной
 кривой.

Предположим что

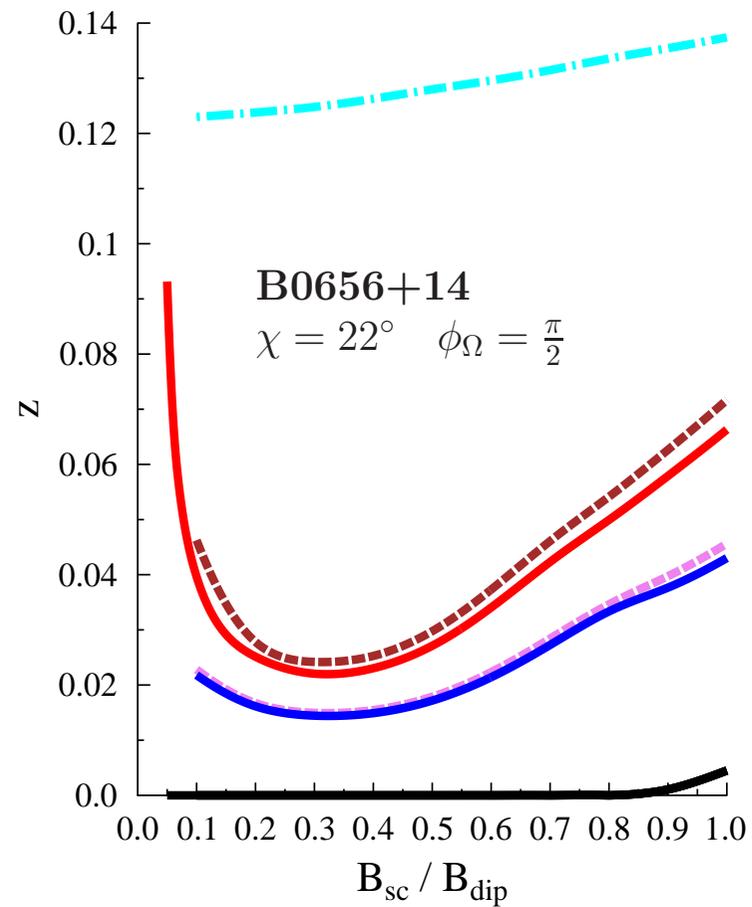
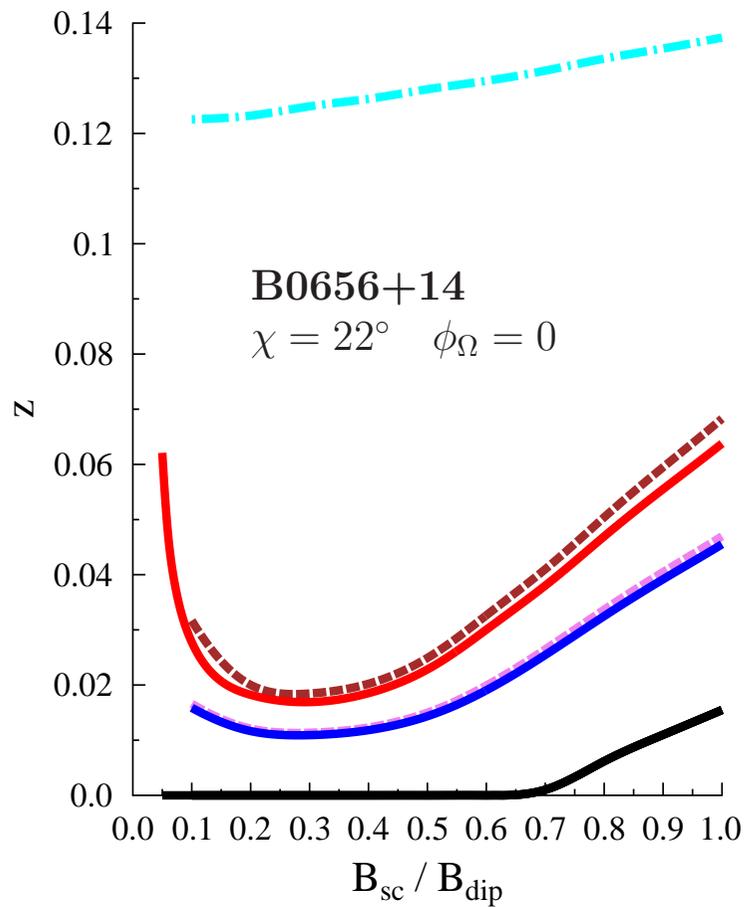
1. $(1 - f)$ позитрониев мгновенно распадается
2. f позитрониев не распадается вообще



$f = 0$ все позитронии мгновенно распадаются



На левом рисунке показан нагрев шапки для случая $W_0 = 1.2 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$,
на правом – для случая $W_0 = 6 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$.
Для обоих рисунков $f = 0.5$



На левом рисунке показана высота верхней обкладки диода для $\phi_\Omega = 0$, на правом – для $\phi_\Omega = \frac{\pi}{2}$.
 Случай $W_0 = 6 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$, $f = 1.0$ показан красной кривой, $W_0 = 6 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$, $f = 0.5$ коричневая кривая, $W_0 = 1.2 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$, $f = 1.0$ синяя кривая, $W_0 = 1.2 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$, $f = 0.5$ фиолетовая кривая, случай $f = 0$ (все позитроны мгновенно распадаются) показан голубой кривой. Высота нижней обкладки диода показана черной кривой.

Результаты

Рассмотрено влияние величины и направления мелкомасштабного магнитного поля на обратный ток позитронов во внутреннем зазоре пульсара B0656+14 и связанный с ним нагрев полярных шапок. Рассмотрено как зависит нагрев полярной шапки от темпа фотоионизации позитрониев. Подтверждается результат [3], что при темпе фотоионизации взятом из [2], нагрев полярной шапки и высота верхней облачки практически такие же, как если бы все пары рождались в несвязанном состоянии. В случае темпа фотоионизации [1] высота верхней облачки возрастает примерно в два раза, но нагрев полярной шапки меняется не очень значительно.

Авторы благодарят И.Ф.Малова, В.М.Конторовича, Д.А. Румянцева, Д.Н.Собьянина и В.А. Урпина за полезную дискуссию и ценные замечания, И.Ф.Малова, Е.Б.Никитину и Г.Г.Павлова за полезную дискуссию и предоставленные наблюдательные данные, А.И.Чугунова, М.Е.Гусакова, Е.М.Кантор, Ю.А.Шибанова, А.А.Даниленко, Д.А.Зюзина, А.Ю.Кириченко, М.А.Гарасёва, В.М.Конторовича и Д.М.Седракяна за поддержку и ценные замечания.

Работа выполнена при частичной поддержке Гранта Президента РФ по поддержке ВНШР (НС 9297.2016.2).

Список литературы

- [1] V.V.Usov, D.B. Melrose // Australian Journal of Physics, V.48, p. 571 (1995)
- [2] H. Herold, H. Ruder, G. Wunner // Phys. Rev. Letters, V. 54 , p. 1452 (1985)
- [3] J. Gil, G. Melikidze, B. Zhang // Astrophysics and Space Science, V. 308, p. 325 (2007)
- [4] M.G. Baring, A.K. Harding // ApJ V. 547 , p. 929 (2001)
- [5] M.G. Baring // "Photon Splitting and Pair Conversion in Strong Magnetic Fields" Computing Anticipatory Systems: CASYS'07-Eighth International Conference. AIP Conference Proceedings, V. 1051 , p. 53 (2008)

- [6] И.Ф. Малов "Радиопульсары" , М. Наука 2004
- [7] R.N. Manchester et al // Astron. J., V. 129, p. 1993 (2005)
<http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat>
- [8] J.Gil et al. // ApJ, V. 686, p. 497 (2008)
- [9] И.Ф. Малов, Е.Б.Никитина // Астрон. журн., т.88,р.22 (2011)
- [10] A.Szary // arXiv:1304.4203
- [11] G. Pavlov, O. Kargaltsev, B. Posselt, M. Durant "X-ray observations of rotation-powered pulsars" The Fast and the Furious: Energetic Phenomena in Isolated Neutron Stars, Pulsar Wind Nebulae and Supernova Remnants, held 22-24 May, 2013 in Madrid, Spain. id 9 (2013)
- [12] Arons J., Fawley W.M., Scharlemann E.T. // ApJ, V.231 p.854 (1979)
- [13] Harding A.K., Muslimov A.G. // ApJ, V.556 p.987 (2001)
- [14] Yu.E. Lyubarskii // A&A V.261 p.544 (1992)
- [15] В.Д.Пальшин, А.И.Цыган "Рентгеновское излучение полярных областей радиопульсаров. Недипольное поле."Препринт Физ.-тех. ин-та им. А.Ф.Иоффе N 1718 (С.-Петербург, 1998)
- [16] Е.М.Кантор, А.И.Цыган // Астрон. журн., т.80, с.665 (2003)
- [17] Д.П. Барсуков, П.И. Полякова, А.И. Цыган // Астрон. журн., т. 86, с. 1227 (2009)