

Абстракт

В рамках бессилового приближения получены простые решения уравнения Грэда-Шафранова для квази-сферического пульсарного ветра. Показано, что в модели 'наклонного ротатора' имеет место согласие с результатами численного моделирования. При этом сама форма токового слоя оказывается универсальной, т.е. не зависящей от углового распределения магнитного поля.

Кроме того, в рамках двухжидкостной магнитной гидродинамики построена модель нестационарного токового слоя в сопутствующей системе отсчёта. Определена его толщина, а также ускоряющее электрическое поле, направленное вдоль слоя.

2. Бессилое приближение

В бессилом приближении задача отыскания стационарных конфигураций полей может быть сведена к решению одного уравнения второго порядка на функцию магнитного потока $\Psi(r, \theta)$ [6]

$$-\left(1 - \frac{\Omega_F^2 \varpi^2}{c^2}\right) \nabla^2 \Psi + 2 \frac{1}{\varpi} \frac{\partial \Psi}{\partial \varpi} + \frac{\varpi^2 \Omega_F}{c^2} (\nabla \Psi)^2 \frac{d\Omega_F}{d\Psi} - \frac{16\pi^2}{c^2} I \frac{dI}{d\Psi} = 0$$

Это уравнение носит имя уравнения Грэда-Шафранова.

Ищем решение этого уравнения для магнитосферы пульсара в виде асимптотического ряда:

$$\Psi(r, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} \Psi_n(\theta) \left(\frac{R_L}{r}\right)^{2n} \text{Sign}(\cos \theta)$$

с условием, что на больших расстояниях зависимость величины потока вектора Пойтинга S от угла θ соответствовала зависимости, полученной в работе [4]. Тогда первый член разложения будет удовлетворять уравнению:

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Psi_1}{d\theta} \right) - \left(\cot^2 \theta - 3 + 3 \frac{F'}{F} \cot \theta + \frac{F''}{F} \right) \Psi_1 = \Psi_{\text{tot}} \frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\frac{F}{\sin \theta} \right)$$

$$F(\theta) = (4/\pi) \Psi'_0 / \Psi_{\text{tot}}, \quad \Psi_{\text{tot}} = \Psi_0(\pi/2)$$

Для больших углов между магнитной осью и осью вращения пульсара α результаты численного счета [4] дают $F(\theta) = \sin^2 \theta$. В этом случае $B_\rho(\theta)$ пропорционально $\sin \theta$.

Рассмотрим конфигурацию магнитосферы для наклонного случая вида

$$B_\rho = B_L \frac{R_L^2}{r^2} \text{Sign}(\Phi),$$

$$B_\varphi = E_\theta = -B_L \frac{R_L}{r} \sin \theta \text{Sign}(\Phi)$$

Она удовлетворяет уравнениям Максвелла и бессилому приближению во всей магнитосфере при условии

$$\Phi = \sin \alpha \sin \theta \sin(\varphi - \Omega t + \Omega r/c) + \cos \theta \cos \alpha$$

Это означает, что токовый слой имеет такой же профиль как и решение Боговалова [3].

При более физической модели токового слоя (с более гладкой, чем $\text{sign}(\Phi)$ функцией) удовлетворяются только уравнения Максвелла, а бессилое приближение нарушается. Поэтому для построения реалистичной магнитосферы мы будем использовать другую модель.

4. Оценка ускорения частиц

Допустив, что в сопутствующей системе отсчёта толщина токового слоя меняется со временем, найдем закон расширения, при котором траектории частиц будут расширяться согласовано с слоем. В таком случае $\Delta(t) \propto \sqrt{t}$ (рис. 1, 2)

При $\Delta'(t) \neq 0$ для выполнения уравнений Максвелла необходимо добавить z компоненту электрического поля, которая приведёт к ускорению частиц вдоль токового слоя. На рис.3 и 4 показаны зависимость конечного импульса частицы от её положения в слое и начального импульса.

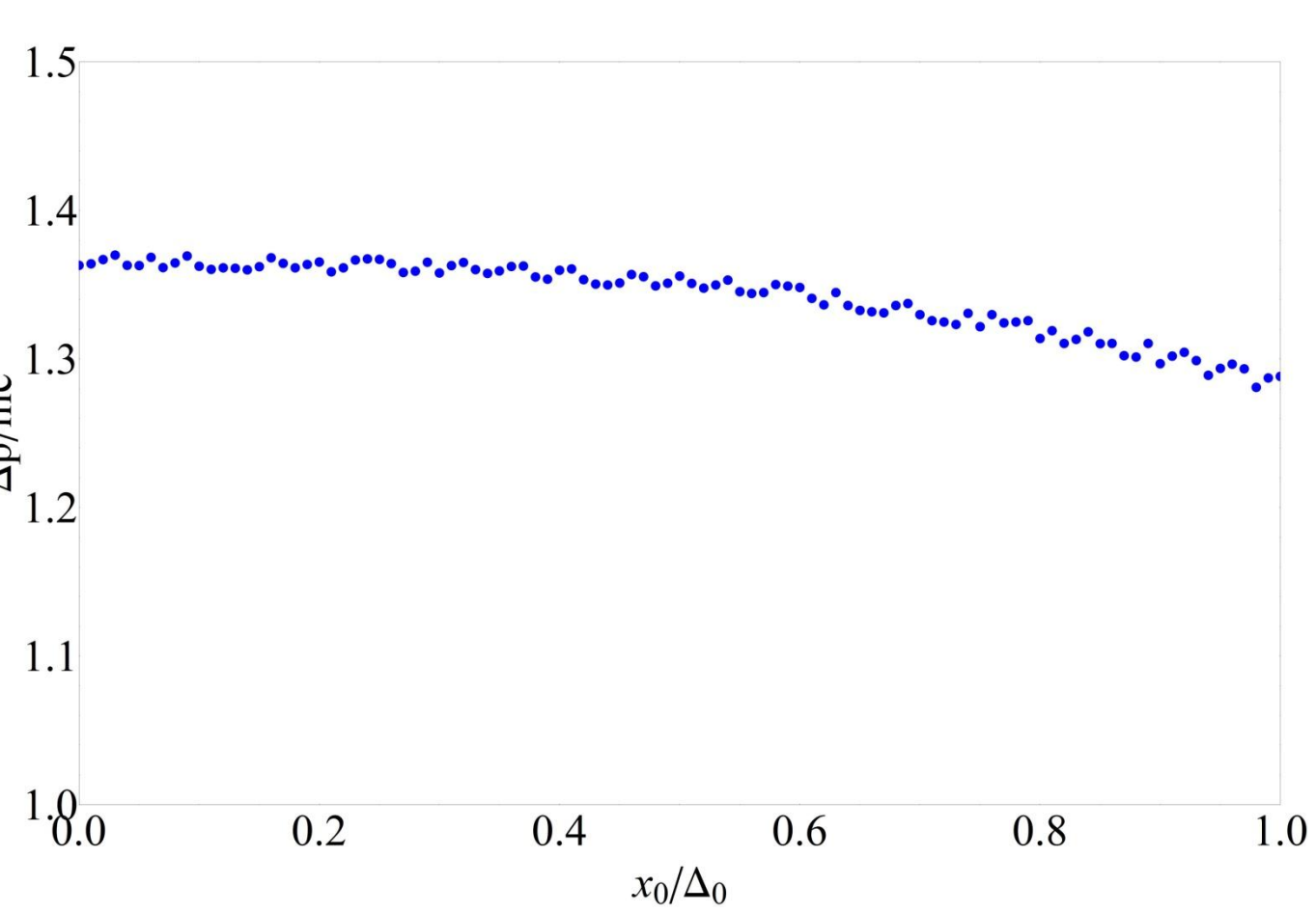


Рис.3: Зависимость приращения импульса частицы вдоль токового слоя от её начального положения (начальный импульс частицы равен mc)

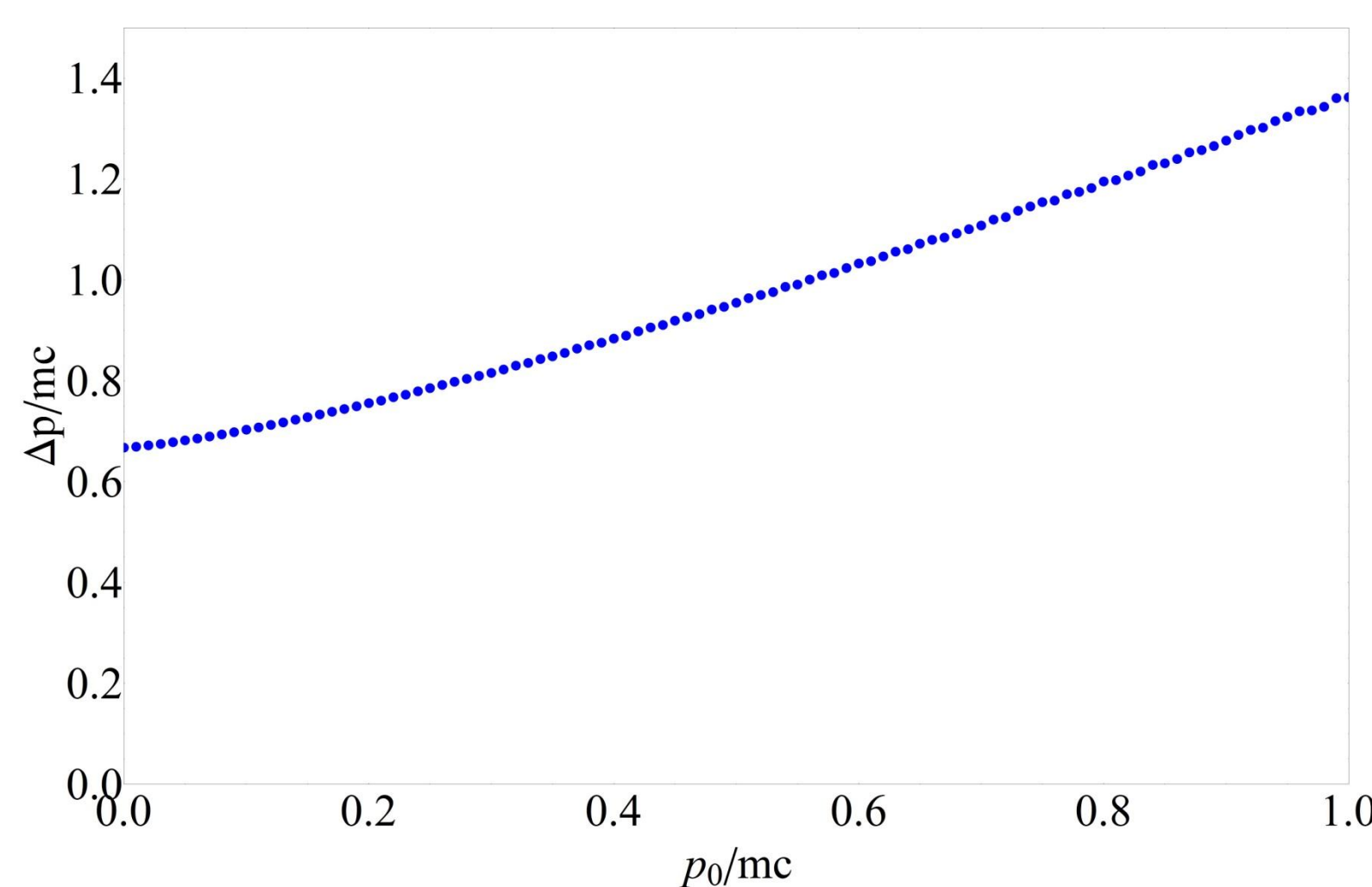


Рис.4: Зависимость приращения импульса частицы вдоль токового слоя от её начального импульса

1. Введение

Ключевым элементом пульсарного ветра, как полагают, является токовый слой, разделяющий разнонаправленные потоки магнитного поля [1, 2, 3]. При этом, как показывают результаты численного моделирования [4], зависимость величин от полярного угла θ в действительности отличается от простейшей монополярной модели – при достаточно большом угле наклона оси намагниченности к оси вращения как радиальное магнитное поле, так и поток энергии будет сконцентрирован вблизи экваториальной плоскости. Поэтому возникла необходимость построить более реалистичную модель, позволяющую определить основные параметры пульсарного ветра для произвольной геометрии.

Другим важным вопросом является проблема внутреннего строения токового слоя – как аналитические [3], так и численные [4] модели внутреннюю структуру не описывают. Для этого мы перешли в систему отсчета, движущуюся вместе с истекающей плазмой. Тем самым, удалось устранить электромагнитные поля нулевого приближения, определяющие общую динамику истечения, которые, однако, мешают выделить собственные поля токового слоя.

3. Поля в движущейся системе отсчета.

Для изучения механизма ускорения частиц внутри токового слоя рассмотрим конфигурацию

$$B_\varphi = E_\theta = -\frac{B_L R_L}{R} F(\theta) f(r - ct)$$

которая в бессилом приближении асимптотически удовлетворяет уравнениям Максвелла для произвольной функции $f(r - ct)$ [5]. Токовый слой вблизи $\theta = 90^\circ$ хорошо моделируется сферическими слоями. Отметим, что в данном решении мы пренебрегли радиальной компонентой магнитного поля, что верно за быстрой магнитно-звуковой поверхностью [6].

Так как вещество не может двигаться со скоростью света, то следуя [7], рассмотрим слегка измененную конфигурацию, в которой скорость вещества равна βc , $\beta < 1$. В этом случае поля приобретают вид

$$E_\theta = \beta B_\varphi = \frac{B_L R_L}{r} F(\theta) \tanh\left(\frac{r - \beta ct}{\Delta}\right)$$

Далее перейдем в систему отсчёта, движущуюся со скоростью βc под углом θ к горизонту и напишем лидирующие компоненты векторов \mathbf{E} и \mathbf{B} в данной системе. Если взять в качестве произвольной функции $f(\zeta) = \tanh(\zeta/\Delta)$, они примут вид

$$B_y(x, y, z, t) = B_0 \frac{R_L}{ct} \tanh\left(\frac{x}{\gamma \Delta}\right), \quad E_x(x, y, z, t) = B_0 \frac{R_L z}{c^2 t^2} \tanh\left(\frac{x}{\gamma \Delta}\right) \quad B_0 = \frac{B_L}{\beta^2 \gamma^2} F(\theta)$$

При этом два уравнения Максвелла (не включающие заряды и токи) будут по-прежнему выполняться не только вне, но и внутри слоя.

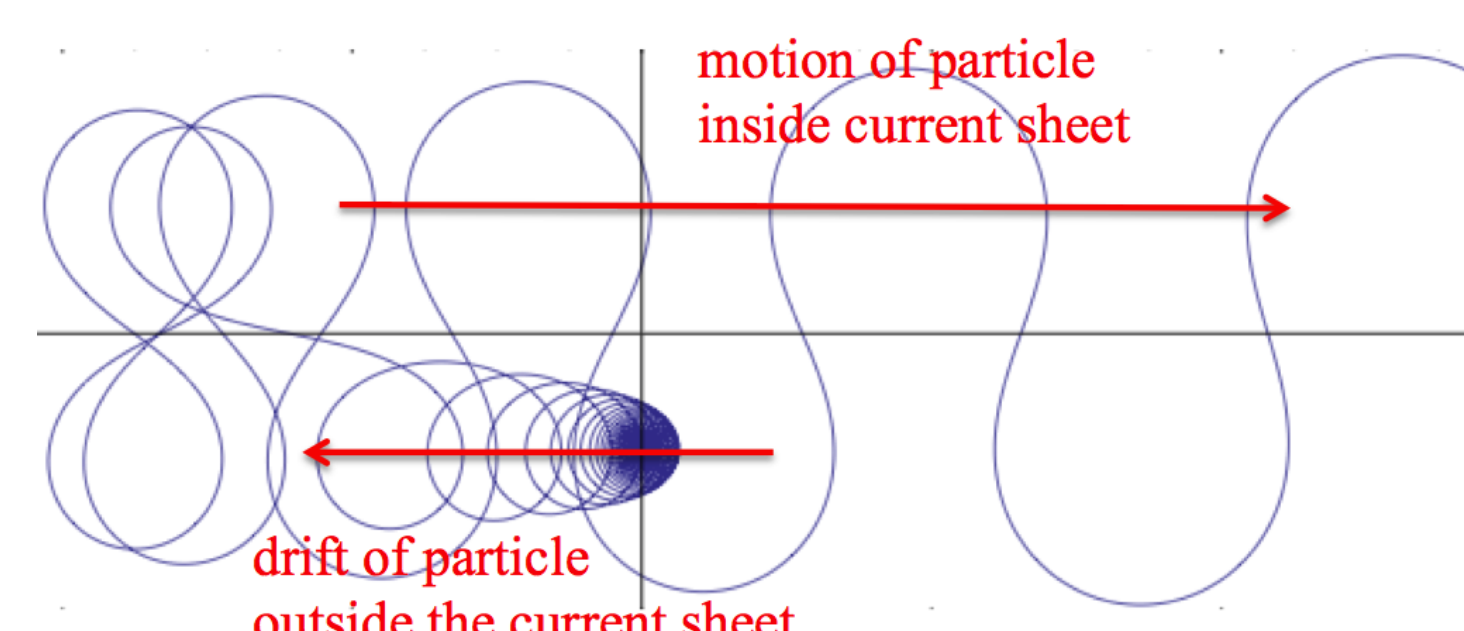


Рис. 1: Траектория движения частицы внутри токового слоя, толщина которого растёт со временем.

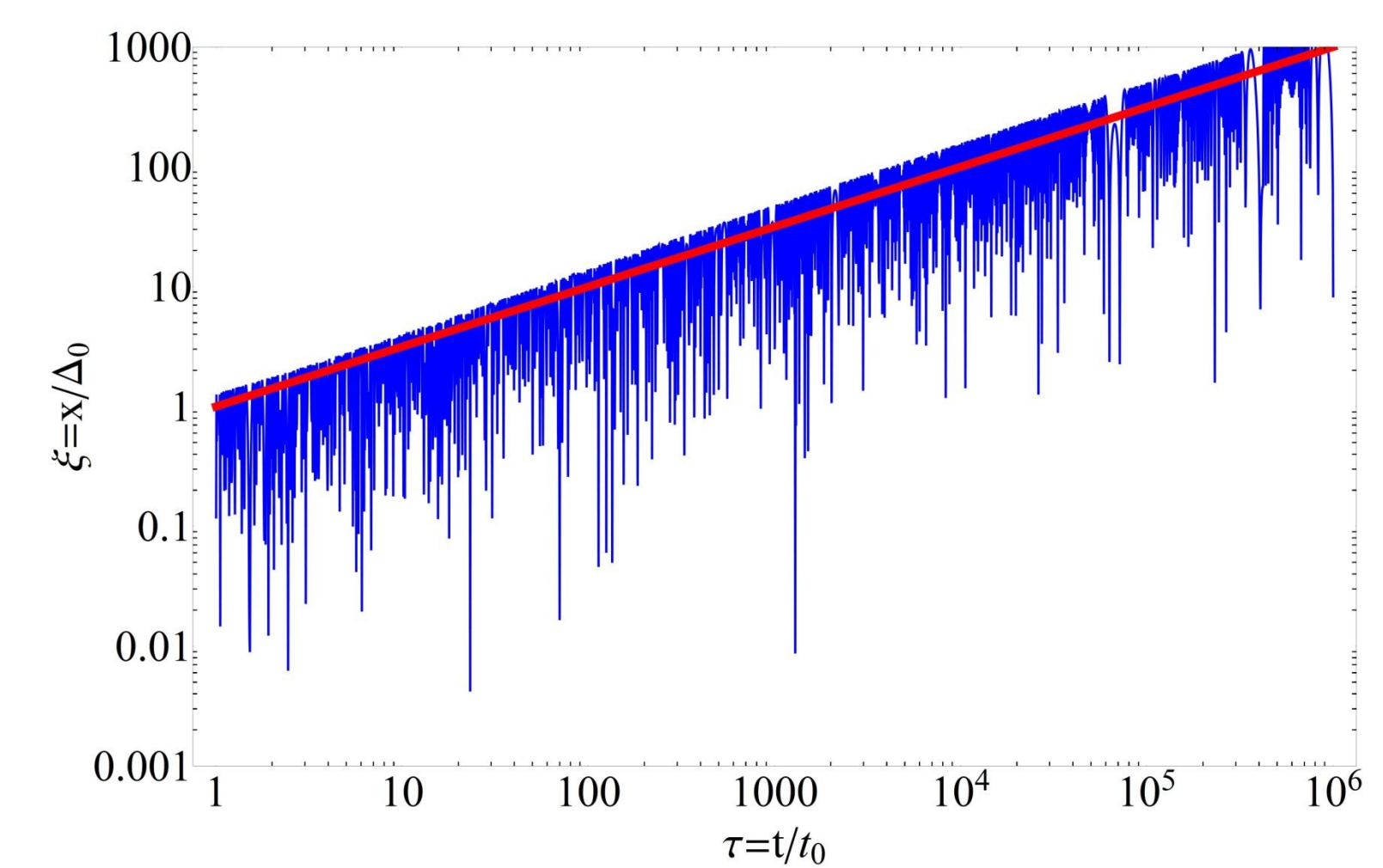


Рис. 2: Траектория движения частицы (синий) и толщина токового слоя (красный) в логарифмическом масштабе для $\Delta(t) \propto \sqrt{t}$

5. Заключение

В приближении двухжидкостной магнитной гидродинамики было исследовано поведение частиц в окрестности токового слоя. В частности,

- получены поля в сопутствующей токовому слою системе отсчета,
- показано, что неизбежно возникает компонента электрического поля, направленная вдоль слоя и ускоряющая частицы,
- получена оценка конечного импульса частицы.
- оценена толщина токового слоя, а также плотность и температура плазмы в нем.

В бессилом приближении построена модель магнитосферы, согласующаяся с результатами численного моделирования:

- получено уравнение на поправку к сферически-симметричной конфигурации в осесимметричном случае,
- показано, что для наклонного случая форма токового слоя имеет такой же профиль, как и профиль полученный в [3], и не зависит от степени 'поджатия' силовых линий.

Литература

- [1] F. V. Coroniti, 1990, ApJ, 349, 538
- [2] F. Michel, 1994, ApJ, 431, 397
- [3] S. V. Bogovalov, 1999, Astron. Astrophys., 349, 1017
- [4] A. Tchekhovskoy, A. Spitkovsky, J. Li, 2011, arXiv:1211.2803
- [5] M. Lyutikov, 2011, Phys. Ref. D, 8314035
- [6] Бескин В.С., Осесимметричные стационарные течения в астрофизике (М.: Физматлит, 2005)
- [7] J. G. Kirk, Y. Lyubarsky, 2001, ApJ, 547, 437