

УДК 524.3-16; 524.3-86; 523.98

**Б. В. Сомов, А. В. Орешина, И. В. Орешина**Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга  
МГУ им. М. В. Ломоносова  
119992, Москва, Университетский проспект 13**О нагреве короны аккреционных дисков  
вспышками солнечного типа**

*Предложена новая модель магнитосферы нейтронной звезды с аккреционным диском для случая, когда магнитная ось звезды не совпадает с осью вращения. Рассчитана форма диска, сделаны количественные оценки величины магнитного поля и его градиента в короне. С использованием полученных оценок в качестве исходных данных, рассчитана модель пересоединяющего токового слоя, оценена мощность энерговыделения таких слоев в короне. Магнитное пересоединение вносит существенный вклад в нагрев короны аккреционного диска, что позволяет объяснить наблюдаемое рентгеновское излучение нейтронных звезд.*

*ПРО НАГРІВАННЯ КОРОНИ АКРЕЦІЙНИХ ДИСКІВ СПАЛАХАМИ СОНЯЧНОГО ТИПУ, Сомов Б. В., Орешина А. В., Орешина І. В. — Запропоновано нову модель магнітосфери нейтронної зірки з акреційним диском для випадку, коли магнітна вісь зірки не збігається з віссю обертання. Розраховано форму диску, зроблено кількісні оцінки магнітного поля і його градієнта в короні. З використанням отриманих оцінок як вихідних даних розраховано модель перез'єднуючого струмового шару, оцінено потужність енерговиділення таких шарів у короні. Магнітне перез'єднання вносить суттєвий вклад в нагрівання корони акреційного диску, що дозволяє пояснити спостережуване рентгенівське випромінювання нейтронних зірок.*

*HEATING OF ACCRETION DISC CORONA BY SOLAR-TYPE FLARES, by Somov B. V., Oreshina A. V., Oreshina I. V. — We propose a new model for the magnetosphere of a neutron star with accretion disc for the case when the star's magnetic axis is not aligned with the rotation axis. We calculated the disc shape and estimated the magnetic field and its gradient in the corona. Using the derived estimates as the initial data, we calculated the model of the reconnecting current sheet and estimated the capacity of the energy release from such corona sheets. The magnetic reconnection contributes essentially to the accretion disc corona heating, which enables us to explain the observed X-ray radiation from neutron stars.*

## ВВЕДЕНИЕ

Существование нейтронных звезд было предсказано теоретически в начале 1930-х гг. Л. Д. Ландау [23]. Поиск этих объектов начался, однако, значительно позднее, после запуска первых искусственных спутников Земли и других космических аппаратов. Первый источник пульсирующего рентгеновского излучения, Центавр X-3, был открыт в 1971 г. с помощью спутника Uhuru [20]. И почти сразу же появилось качественное описание этого явления [22, 28]. А именно, рентгеновские пульсары — это вращающиеся замагниченные ( $B \gtrsim 10^8$  Тл) нейтронные звезды, вытягивающие вещество (высокотемпературную плазму) из находящейся рядом обычной звезды.

В простейшей модели аккрецируемая плазма приближается к нейтронной звезде и, следуя линиям магнитного поля, устремляется к ее полюсам, где гравитационная энергия вещества преобразуется в энергию рентгеновского излучения. Между тем, далеко не все из собранных за 30 лет наблюдательных данных удается объяснить этим сценарием. В частности, было показано наличие вокруг некоторых нейтронных звезд аккреционных дисков, а также представлены наблюдательные свидетельства и теоретические аргументы в пользу того, что рентгеновское излучение может генерироваться в этих дисках или областях над ними (см. обзор [3]). Поэтому к настоящему времени предложено большое количество более сложных моделей [6, 7, 12, 18, 19, 21, 24, 29, 31]. Предполагается, что аккреционные диски пронизаны упорядоченными и хаотическими магнитными полями. Значительная часть магнитного поля может быть в форме петель, пронизывающих диск и всплывающих над его поверхностью, благодаря чему формируется корона [3]. Пересоединение мелкомасштабных ( $\sim 10$  км) петель в диске может играть важную роль в ее нагреве [19]. Дифференциальное вращение диска приводит к растягиванию и открыванию петель, что в свою очередь способствует формированию корональных «джетов», аналогичных корональным выбросам массы на Солнце [29].

В данной работе делается попытка объяснить жесткое рентгеновское излучение нейтронных звезд процессами, аналогичными солнечным, в первую очередь пересоединением магнитных силовых линий в солнечных вспышках. Предполагается, что так же, как это происходит на Солнце, в короне диска в результате пересоединения и слияния более мелких петель, а также в результате вытягивания и разбухания петель, вызванного вращением диска, могут образовываться большие магнитные петли. Взаимодействие петель между собой и/или взаимодействие петель с магнитным полем звезды в короне диска приводит к пересоединению. Согласно теории С. И. Сыроватского [11, 33] здесь формируются тонкие токовые слои, в которых энергия поля преобразуется в кинетическую энергию плазмы и ускоряемых частиц. Мы предполагаем, что процесс пересоединения в многочисленных токовых слоях приводит к нагреву короны аккреционных дисков нейтронных звезд по аналогии с паркеровским механизмом солнечной короны [26].

Заметим, что известны и другие механизмы пересоединения магнитных полей. Одной из первых моделей магнитного пересоединения был токовый слой Свита—Паркера [25, 32]. Из-за отличного от нуля электрического сопротивления имеет место диффузия магнитного поля относительно плазмы и его аннигиляция внутри токового слоя. Модель рассчитана в приближении несжимаемой плазмы. Поскольку в рассматриваемых условиях магнитное число Рейнольдса очень велико, то оказывается, что модель Свита—Паркера описывает слишком медленный процесс, который не может объяс-

нить наблюдаемую скорость освобождения энергии.

В 1964 г. Петчек предложил другой механизм магнитного пересоединения [27], который оставался общепринятым более трех десятилетий. Он широко используется и в настоящее время, несмотря на обнаруженные недостатки. Конфигурация магнитного поля в модели Петчека характеризуется небольшой диффузионной областью с двумя парами медленных магнитогидродинамических ударных волн. Скорость, с которой магнитная энергия преобразуется в энергию плазмы, не зависит от электрической проводимости и достаточна, например, для объяснения наблюдаемых времен солнечных вспышек (порядка нескольких минут). Это обстоятельство делает модель Петчека очень привлекательной.

Однако Петчек предполагал, что размер диффузионной области обратно пропорционален электрической проводимости плазмы. В этом и заключается ошибка. Кроме того, в работе Петчека не рассматривался вопрос об установлении данного течения.

Два эти обстоятельства были учтены в работе Бискамп [15], где представлено численное решение полной системы магнитогидродинамических уравнений для диффузионной и внешней областей. Расчеты показывают, что толщина слоя не зависит от проводимости  $\sigma$ , а ширина увеличивается с увеличением  $\sigma$ . Это приводит к тому, что при больших значениях проводимости, обычных, например, для условий солнечной короны, магнитная конфигурация Петчека преобразуется к режиму пересоединения, предложенному Сыроватским.

Тем не менее, модель Петчека применима в случаях, когда локальное сопротивление оказывается повышенным, например вследствие турбулентности, генерируемой высокой плотностью тока в диффузионной области.

Модель высокотемпературного турбулентного токового слоя, используемая в нашей работе, является развитием теории С. И. Сыроватского. Она учитывает аномальную электрическую проводимость плазмы и аномальную теплопроводность, позволяет вычислять температуру плазмы в области пересоединения и мощность выделения энергии токовым слоем. Кроме того, несомненным преимуществом является то, что полученное решение описывается простыми аналитическими выражениями.

Ниже в рамках принятых модельных предположений будет рассчитана форма магнитосферы и конфигурация поля внутри нее, оценена величина поля и его градиент в короне диска, построена аналитическая модель пересоединяющего высокотемпературного турбулентного токового слоя [31], определены температура и мощность энерговыделения в нем, а также в короне аккреционного диска. Результаты расчетов сравниваются с результатами наблюдений нейтронных звезд.

#### МАГНИТОСФЕРА ЗВЕЗДЫ С АККРЕЦИОННЫМ ДИСКОМ

Рассмотрим задачу о магнитосфере звезды, обладающей дипольным магнитным моментом  $m$ , для случая, когда имеет место дисковая аккреция. Окружающая магнитосферу плазма характеризуется давлением  $p = p_0 = \text{const}$  и большим магнитным числом Рейнольдса. Постановка и метод решения плоских задач об обтекании потоком плазмы тел, имеющих магнитное поле, дается в работах [1, 2]; решена задача о форме магнитосферы Земли. В работе [4] рассмотрена задача о конфигурации поля вблизи аккрецирующей компактной звезды, обладающей мультипольным магнитным моментом, без учета внешней границы магнитосферы. В работах [9, 16] исследовалась магнитосфера звезды в случае сферически симметричной аккреции.

**Постановка задачи.** Для околозвездного пространства компактных объектов оказывается общим наличие сильного магнитного поля и сравнительно разреженной плазмы. Магнитная сила доминирует над остальными: градиентом давления, силой инерции, гравитационной силой и т. д. Поэтому при рассмотрении таких задач применимо приближение сильного поля [31].

Хорошо проводящая плазма обтекает некоторую пустую область пространства, в которой заключено магнитное поле; поверхность раздела  $S$  определяется равенством магнитного и газового давлений. Эту пустую область и называют магнитосферой, а ее внешнюю границу  $S$  — магнитопаузой (рис. 1). Штриховые линии  $\Gamma$  схематически показывают сечения аккреционного диска.

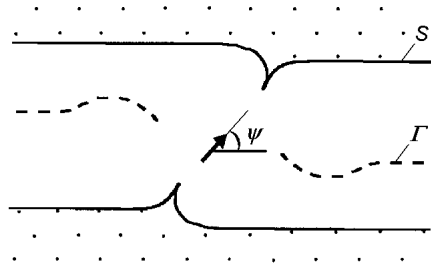


Рис. 1. Схема магнитосферы нейтронной звезды.  $S$  — ее магнитопауза,  $\Gamma$  — аккреционный диск,  $\psi$  — угол наклона магнитной оси звезды к выбранной оси абсцисс

Тогда физическая картина может быть описана следующей математической моделью. Диполь с моментом

$$\mathbf{m} = m e^{i\psi}, \quad (1)$$

где  $\psi$  — угол между направлением оси диполя и плоскостью аккреционного диска, помещен внутри области. Здесь магнитное поле рассматривается как потенциальное, т. е. описывается уравнениями

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{B} = 0. \quad (2)$$

Вдоль магнитопаузы  $S$  магнитное давление уравновешено газовым:

$$\left. \frac{B^2}{8\pi} \right|_S = p. \quad (3)$$

Вне магнитосферы  $\mathbf{B} = 0$ , и применимы уравнения обычной газодинамики. Предполагаем, что поле звезды не проникает ни сквозь границу  $S$ , ни сквозь аккреционный диск  $\Gamma$ :

$$\mathbf{B} \cdot \mathbf{n} |_{S, \Gamma} = 0. \quad (4)$$

Считаем, что величина магнитного момента  $m = m_0$ , угол наклона диполя  $\psi$  и значение газового давления  $p = p_0$  заданы. Нужно найти форму магнитопаузы  $S$ , а также магнитное поле  $\mathbf{B}$  в магнитосфере.

**Решение задачи.** Суть предложенного в работах [1, 8] метода решения подобных задач состоит в следующем. При фиксированном положении границы  $S$  решение уравнений (2) с условиями (1) и (4) единственно, поэтому (3) является условием, определяющим форму  $S$ .

Рассмотрим плоский случай:

$$\mathbf{B} = (B_x(x, y), B_y(x, y), 0).$$

Оси  $x$  и  $y$  суть вещественная и мнимая оси комплексной плоскости  $z = x + iy$ . Тогда поле удобно описывать с помощью потенциала  $F(z)$  — аналитической функции, связанной с вектором  $\mathbf{B}$  соотношением [31]:

$$\mathbf{B} = B_x + iB_y = -i \left( \frac{dF}{dz} \right)^* . \quad (5)$$

Здесь звездочкой обозначена операция комплексного сопряжения, причем линии поля являются линиями уровня действительной части потенциала, то есть определяются из условия

$$\operatorname{Re} F(z) = \text{const} . \quad (6)$$

С помощью условия (3) строится конформное отображение области, занятой магнитосферой с неизвестной границей  $S$  в плоскости  $z$ , на некоторую известную простую область с заданной границей  $S'$  во вспомогательной плоскости  $w = u + iv$ . При этом требуется, чтобы отображение  $w(z)$  переводило начало координат  $z = 0$  в начало координат  $w = 0$  и сохраняло угол наклона диполя. Тогда, построив потенциал  $F(w)$ , создаваемый диполем  $\mathbf{m}$  в  $w$ , так, чтобы  $S'$  была линией поля, и зная зависимость  $w = w(z)$ , можно найти вектор магнитного поля. Следовательно, можно найти распределение линий поля в плоскости  $z$  по формулам (5) и (6). Таким образом, для решения задачи (1)–(4) нужно построить  $F(w)$  и найти отображение  $w(z)$ .

Будем пользоваться безразмерными переменными, полученными делением размерных величин: магнитного момента  $m$ , давления  $p$ , магнитного поля  $B$  и расстояний  $x, y$  — на  $m_0, p_0, B_0 = p_0^{1/2}, L_0 = m_0^{1/3} p_0^{-1/6}$  соответственно.

В качестве вспомогательной области в плоскости  $w$  выберем единичный круг. Тогда искомым потенциал  $F(w)$  магнитного диполя, расположенного в начале координат, имеет вид

$$F(w) = iQ \left( \ln \frac{w - e^{i\alpha}}{we^{i\alpha} - 1} + \ln \frac{w - e^{i(\pi - \alpha)}}{-we^{i(\pi - \alpha)} + 1} \right) + ie^{-i\psi} w + \frac{ie^{i\psi}}{w} . \quad (7)$$

Здесь  $Q$  — так называемая «магнитная масса» [8], т. е. величина, пропорциональная магнитному потоку, уходящему в хвосты магнитосферы. При возврате к размерным переменным ее нужно домножить на размерную величину  $Q_0 = p_0^{1/3} m_0^{1/3}$ .

На рис. 2 представлена одна из возможных конфигураций поля, соответствующая потенциалу (7) с коэффициентами  $\psi = \pi/4, \alpha = \pi/6, Q = 1/2$ . Здесь дуги  $(-\alpha, \alpha)$  и  $(\pi - \alpha, \pi + \alpha)$  соответствуют правой и левой ветвям аккреционного диска, а дуги  $(\alpha, \pi - \alpha)$  и  $(\pi + \alpha, 2\pi - \alpha)$  — верхней и нижней частям магнитопаузы.

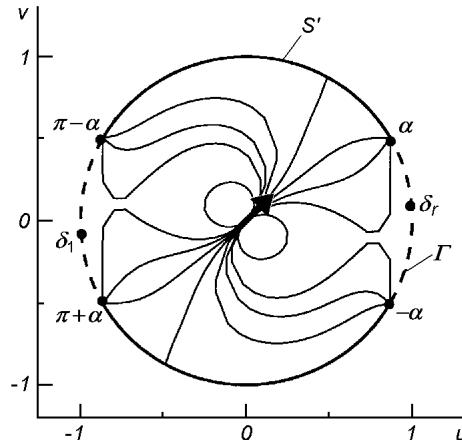


Рис. 2. Распределение линий магнитного поля во вспомогательной плоскости  $w$ .  $S'$  — дуга, отвечающая в плоскости  $z$  магнитопаузе,  $\Gamma$  — дуга, отвечающая в плоскости  $z$  аккреционному диску,  $\delta_l$  и  $\delta_r$  — точки, отвечающие в плоскости  $z$  левому и правому внутренним краям аккреционного диска

Условие (3) дает дифференциальное уравнение для нахождения вещественной части  $x(\varphi)$  функции отображения для магнитопаузы. Здесь  $\varphi$  — аргумент точки в плоскости  $w$ . Уравнение решается численно, например с помощью метода Рунге — Кутты. Чтобы определить форму магнитопаузы, нужно найти мнимую часть отображения — функцию  $y(\varphi)$ . Воспользуемся тем, что отображение конформно, т. е. функция  $z(w)$  аналитическая. Следовательно, ее вещественная и мнимая части являются гармонически сопряженными функциями. С помощью разложения  $x(\varphi)$  в ряд Фурье и взятия гармонически сопряженного ряда находим  $y(\varphi)$  для магнитопаузы. Итак, внешняя граница магнитосферы построена.

Определим теперь положение аккреционного диска, т. е. найдем функцию  $y(\varphi)$  на той части окружности  $|w| = 1$ , которая отвечает аккреционному диску. В простейшей постановке задачи [4] аккреционный диск заменяется бесконечно тонким слоем, разделяющим противоположно направленные линии поля. Если слой неподвижен и силы, действующие по обе его стороны, уравновешены, то в каждой точке слоя имеет место равенство  $B^+ = B^-$ , где значки  $\pm$  соответствуют верхнему и нижнему берегам разрывов комплексной плоскости.

Рассмотрим во вспомогательной плоскости  $w$  дугу  $(-\alpha, \alpha)$ , отвечающую правой ветви аккреционного диска. Точку дуги, соответствующую внутреннему краю диска, будем обозначать через  $\delta_r$ . Из сказанного следует, что модуль поля  $0$  как функция угла  $\varphi$  в плоскости  $w$  имеет в точке  $\delta_r$  экстремум. Построив с помощью потенциала (7) и соотношений (5) зависимость  $B = B(e^{i\varphi})$ , где  $\varphi \in (-\alpha, \alpha)$ , находим точку  $\delta_r$ .

Дуга  $(\delta_r, \alpha)$  отображается на верхнюю сторону аккреционного диска, а дуга  $(\delta_r, -\alpha)$  — на нижнюю. Следовательно, должна существовать функция  $g(\varphi)$ , переводящая промежуток  $(\delta_r, \alpha)$  в промежуток  $(\delta_r, -\alpha)$ , такая что

$$z(e^{i\varphi}) = z(e^{ig(\varphi)}), \quad (8)$$

т. е.

$$|B(e^{i\varphi})| = |B(e^{ig(\varphi)})|.$$

Последнее равенство, записанное с помощью (5) и (7) как функция  $w$ , дает для точек дуги  $(-\alpha, \alpha)$  зависимость  $g(\varphi)$ . Аналогично находим  $\delta_l$  — аргумент точки, отвечающей краю левого аккреционного диска.

Заметим, что из условия (8) следует

$$x(\varphi_0) = x(g(\varphi_0)), \quad (9)$$

где  $\varphi_0$  — точка дуги  $(-\alpha, \alpha)$ .

Выражения для  $x(\varphi_0)$  и  $x(g(\varphi_0))$  найдем с помощью формулы Шварца

$$z(w) = -\frac{1}{2\pi i} \int_0^{2\pi} y(\varphi) \frac{e^{i\varphi} + w}{e^{i\varphi} - w} d\varphi. \quad (10)$$

Точнее говоря, запишем ее для точек единичной окружности  $w = e^{i\varphi_0}$  и выделим вещественную часть. Получим

$$x(\varphi_0) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} y(\varphi) \cdot \operatorname{ctg} \frac{\varphi - \varphi_0}{2} d\varphi. \quad (11)$$

Обозначим через  $y_r(\varphi)$  мнимую часть функции  $z(w)$ , отвечающую за правую ветвь аккреционного диска, а через  $y_l(\varphi)$  — мнимую часть, отвечающую за левую часть аккреционного диска; через  $y_r(\varphi)$  — мнимую часть функции отображения, отвечающую за верхнюю границу магнитосфе-

ры;  $y_b(\varphi)$  — мнимую часть  $z(\varphi)$ , отвечающую за нижнюю границу магнитосферы. Тогда (11) можно представить в виде

$$x(\varphi_0) = \frac{1}{2\pi} \left[ \int_{-\alpha}^{\alpha} y_r(\varphi) \cdot \operatorname{ctg} \frac{\varphi - \varphi_0}{2} d\varphi + \int_{\alpha}^{\pi-\alpha} y_l(\varphi) \cdot \operatorname{ctg} \frac{\varphi - \varphi_0}{2} d\varphi + \int_{\pi-\alpha}^{\pi+\alpha} y_l(\varphi) \cdot \operatorname{ctg} \frac{\varphi - \varphi_0}{2} d\varphi + \int_{\pi+\alpha}^{2\pi-\alpha} y_b(\varphi) \cdot \operatorname{ctg} \frac{\varphi - \varphi_0}{2} d\varphi \right]. \quad (12)$$

Соответственно,

$$x(g(\varphi_0)) = \frac{1}{2\pi} \left[ \int_{-\alpha}^{\alpha} y_r(\varphi) \cdot \operatorname{ctg} \frac{\varphi - g(\varphi_0)}{2} d\varphi + \int_{\alpha}^{\pi-\alpha} y_l(\varphi) \cdot \operatorname{ctg} \frac{\varphi - g(\varphi_0)}{2} d\varphi + \int_{\pi-\alpha}^{\pi+\alpha} y_l(\varphi) \cdot \operatorname{ctg} \frac{\varphi - g(\varphi_0)}{2} d\varphi + \int_{\pi+\alpha}^{2\pi-\alpha} y_b(\varphi) \cdot \operatorname{ctg} \frac{\varphi - g(\varphi_0)}{2} d\varphi \right].$$

Предположим, что функции  $y_r(\varphi)$  и  $y_l(\varphi)$  изменяются медленно. Тогда для каждого выбранного  $\varphi_0$  будем считать

$$y_{r,l}(\varphi) = \operatorname{const}(\varphi_0) = C_{r,l}(\varphi_0).$$

Такое предположение позволит вынести эти функции из-под знаков интеграла. Тогда в силу (9), приравнявая  $x(\varphi_0)$  и  $x(g(\varphi_0))$ , получаем уравнение относительно двух постоянных  $C_r(\varphi_0)$  и  $C_l(\varphi_0)$ . Так как задача симметрична относительно начала координат, имеем

$$C_l(\varphi_0) = -C_r(\varphi_0), \quad (13)$$

что сводит условие (9) к уравнению для одной неизвестной  $C_r(\varphi_0)$  для каждого значения  $\varphi_0$ .

Затем с помощью (12) находим соответствующие значения  $x(\varphi_0)$ . Пары  $x(\varphi_0)$ ,  $C_r(\varphi_0)$ , где  $\varphi_0 \in (\delta_r, \alpha)$ , дают положение и форму правого нейтрального слоя, а пары  $x(\varphi_0)$ ,  $-C_r(\varphi_0)$ , где  $\varphi_0 \in (\pi - \alpha, \delta_l)$ , — положение и форму левого нейтрального слоя.

Пример расчета приведен на рис. 3, где форма слоя показана при разных масштабах по осям абсцисс и ординат. Заметим, что нейтральный слой почти плоский, т. е. магнитное поле не оказывает большого влияния на его форму.

Тем самым полностью определена система функций  $y(\varphi)$  для всех  $\varphi \in (0, 2\pi)$ . Теперь, воспользовавшись формулой Шварца (10), найдем функцию  $z(w)$  во всем круге  $|w| \leq 1$ . Зная потенциал  $F(w)$  и отображение  $z(w)$ , переводящее единичный круг плоскости  $w$  в магнитосферу в плоскости  $z$ , получаем конфигурацию магнитного поля в плоскости  $z$ .

Чтобы вернуться к размерным переменным, нужно задать значения магнитного момента  $m_0$  и давления  $p_0$  межзвездного газа на границе магнитосферы. Для этого воспользуемся данными работы [5] и выберем  $m_0 = 10^{26}$  Гл·см<sup>3</sup> и  $p_0 = 1.38 \cdot 10^6$  дин/см<sup>2</sup>, что соответствует параметрам типичной нейтронной звезды.

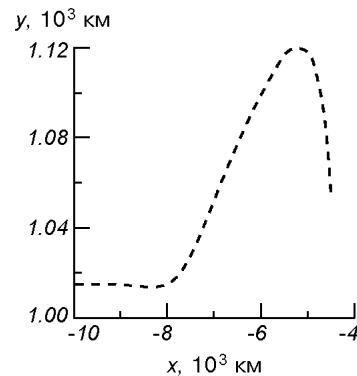


Рис. 3. Форма левой ветви аккреционного диска

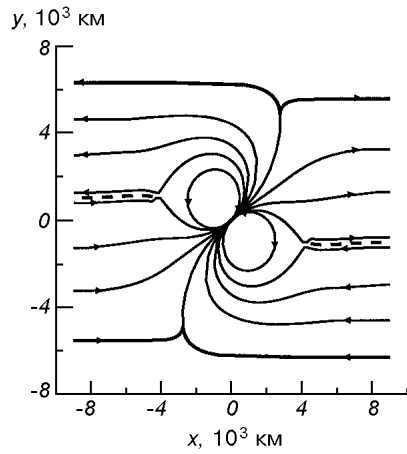


Рис. 4. Конфигурация магнитного поля в исходной плоскости  $z$

Картина линий поля для значений параметров  $\alpha = \pi/6$ ,  $Q = 1/2$ ,  $\psi = \pi/4$  представлена на рис. 4. Оценки величины поля дают значения  $B \approx 1$  Тл на расстояниях порядка 5000 км.

## 2. ПЕРЕСОЕДИНЕНИЕ В КОРОНЕ ДИСКА

Рассмотрим простую аналитическую модель пересоединяющего токового слоя. С ее помощью оценим параметры слоя и мощность энерговыделения в короне аккреционного диска.

Обратимся к рис. 5, на котором схематически изображен пересоединяющий токовый слой (обозначен штриховкой). Линии магнитного поля вносятся с малой скоростью  $v$  вместе с плазмой вдоль  $y$ -направления, пересоединяются и выносятся затем на большой скорости  $V$  вдоль  $x$ -направления ( $a$  — полутолщина слоя,  $b$  — его полуширина). Математическая постановка задачи подробно изложена в работе [10]. В ее основе лежит система уравнений, состоящая из законов сохранения массы и импульса, закона Ома и закона сохранения энергии:

$$n_0 v b = n V \xi b, \quad (14)$$

$$\frac{B_0^2}{8\pi} = n k_B T, \quad (15)$$

$$n k_B T = 0.5 M n V^2, \quad (16)$$

$$\frac{c B_0}{4\pi a} = \sigma E_0, \quad (17)$$

$$\frac{B_0^2}{4\pi} v b = \frac{1}{2} (M n V^2 + 5 n k_B T) V \xi b + C_{||}. \quad (18)$$

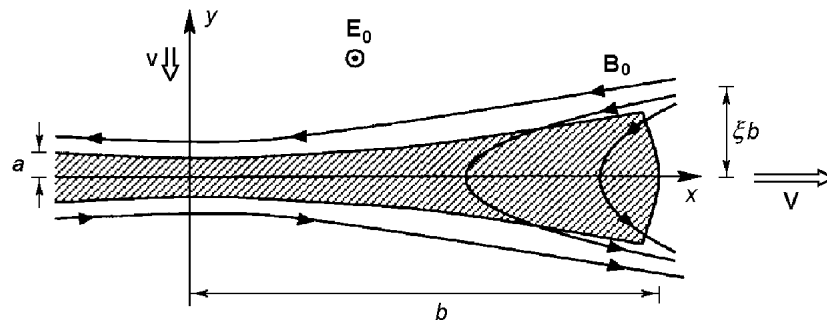


Рис. 5. Схематическое изображение пересоединяющего токового слоя



Здесь  $c$  — скорость света,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $M$  — масса протона. Концентрация  $n_0$  плазмы вне слоя, градиент  $h_0$  магнитного поля в окрестности нулевой линии, напряженность  $E_0$  электрического поля, а также относительная величина поперечной составляющей  $\xi \equiv B_y/B_0$ , где  $B_0$  — поле вне слоя, считаются заданными величинами.

Чтобы система уравнений была замкнутой, задаются следующие функции: скорость дрейфа плазмы в слой  $v = cE_0/B_0$ , магнитное поле вблизи слоя  $B_0 = h_0 b$ , аномальная проводимость плазмы  $\sigma = \sigma_1 T^{1/2} n/E_0$ , где  $\sigma_1 = 2.98 \cdot 10^{-5}$  [17], аномальный тепловой поток вдоль линий магнитного поля  $C_{\parallel} = [n(k_B T)^{3/2}/M^{1/2}] \xi b$  [30].

Уравнения (14)–(18) определяют пять неизвестных величин (полутолщину  $a$  и полуширину  $b$  слоя, температуру  $T$  и концентрацию плазмы  $n$  в нем, а также скорость вытекания плазмы из слоя  $V$ ) через параметры внешней среды ( $n_0, E_0, h_0$ ) и безразмерный параметр  $\xi$ . Результат может быть представлен в виде:

$$T = 2^{-2} \left( \frac{7}{4} + 2^{-3/2} \right)^{-3/2} \pi^{-1/2} k_B^{-1} M^{1/2} c [n_0^{-1/2} E_0 \xi^{-1}], \quad (19)$$

$$a = \left( \frac{7}{2} + 2^{-1/2} \right)^{-1/2} \pi^{-1/2} k_B^{1/2} c \sigma_1^{-1} [n_0^{-1/2}], \quad (20)$$

$$b = 2^{1/2} \left( \frac{7}{4} + 2^{-3/2} \right)^{-1/4} \pi^{1/4} M^{1/4} c^{1/2} [n_0^{1/4} E_0^{1/2} h_0^{-1} \xi^{-1/2}], \quad (21)$$

$$n = \left( \frac{7}{4} + 2^{-3/2} \right) n_0, \quad (22)$$

$$V = 2^{-1/2} \left( \frac{7}{4} + 2^{-3/2} \right)^{-3/4} \pi^{-1/4} M^{-1/4} c^{1/2} [n_0^{-1/4} E_0^{1/2} \xi^{-1/2}]. \quad (23)$$

Мощность, выделяемая на единице длины токового слоя

$$\frac{P_s}{l} = \frac{B_0^2}{4\pi} v 4b = \frac{1}{\pi} c E_0 h_0 b^2, \quad (24)$$

зависит только от ширины токового слоя  $b$ .

Численные оценки температуры и ширины токового слоя вместе с мощностью энерговыделения представлены в таблице.

Вычисления проводились для трех наборов входных параметров, которые отличаются друг от друга значениями градиента магнитного поля. Как и следовало ожидать, эффективная температура сохраняет свои значения во

Параметры пересоединяющего токового слоя в короне аккреционного диска

Вариант	Входные параметры				Вычисляемые величины		
	$n_0$ , см <sup>-3</sup> (*)	$E_0$ , ед. СТСЕ (**)	$h_0$ , нТл/см (***)	$\xi$ (****)	$T$ , К	$b$ , км	$P_s/l$ , Дж/(см·с)
1	$10^{13}$	1000	0.1	0.1	$4 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^{21}$
2	$10^{13}$	1000	10	0.1	$4 \cdot 10^{10}$	5000	$3 \cdot 10^{19}$
3	$10^{13}$	1000	1000	0.1	$4 \cdot 10^{10}$	50	$3 \cdot 10^{17}$

(\*) Данные [5].

(\*\*) Оценка по порядку величины на основе уравнения Максвелла и закона Ома.

(\*\*\*) Численные расчеты

всех трех вариантах. Важно, что она не зависит от предположений о геометрии аккреционных сечений. Напротив, ширина слоя  $b$  изменяется пропорционально  $h_0^{-1}$ , уменьшаясь от  $5 \cdot 10^5$  км в первом варианте до 5000 км во втором и 50 км в третьем. Заметим, что минимальная оценка ширины токового слоя совпадает по порядку величины с характерным размером, предсказанным в работе [19] для магнитных петель, всплывающих из диска. Как показано в работе [29], дальнейшая эволюция петель приводит к увеличению их размеров, что, по-видимому, свидетельствует о реальности и остальных оценок. Мощность энерговыделения на единице длины слоя также пропорциональна  $h_0^{-1}$ . Она изменяется от  $3 \cdot 10^{21}$  Дж/(см·с) в первом случае до  $3 \cdot 10^{17}$  Дж/(см·с) в третьем.

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Оценим возможную мощность энерговыделения от всего аккреционного диска. Мощность, выделяемая одним токовым слоем, равна

$$P_s = \frac{1}{\pi} c E_0 h_0 b^2 l. \quad (25)$$

В короне диска подобные слои образуются непрерывно вследствие всплывания и взаимодействия все новых и новых магнитных петель, как это обсуждалось во введении. Рассмотрим внутреннюю часть аккреционного диска — некоторое кольцо, внутренний радиус которого  $R_1 \approx 4000$  км, а внешний радиус  $R_2 \approx 8000$  км (рис. 4). Его площадь равна

$$S_r = \pi(R_2^2 - R_1^2),$$

в то время как площадь одного токового слоя  $S_s = l \cdot 2b$ . Значит, во внутренней части диска одновременно может насчитываться  $N \approx 2S_r/S_s$  токовых слоев. Их суммарная мощность выделения энергии как минимум составляет

$$P = N \cdot P_s \approx (R_2^2 - R_1^2) c E_0 h_0 b = 8 \cdot 10^{28} \text{ Дж/с.}$$

Полученная оценка не является верхним пределом, так как в более отдаленных от звезды частях короны тоже могут происходить процессы пересоединения. Однако в силу того, что магнитное поле уменьшается по мере удаления от звезды, эти отдаленные районы будут вносить меньший вклад в общее излучение, чем рассмотренная в работе внутренняя область. Кроме того, в действительности количество токовых слоев в короне диска может быть гораздо больше  $N$ , если полностью следовать аналогии с паркерской моделью [26] нагрева солнечной короны. Заметим, что мощность энерговыделения оказывается одной и той же для всех трех рассмотренных вариантов, так как входящее в итоговую формулу для  $P$  произведение  $h_0 b$  всегда остается постоянным.

Отметим также, что тепловое излучение плазмы, нагретой до температуры  $T \gtrsim 10^{10}$  К внутри токовых слоев, приходится на диапазон

$$h\nu \approx k_B T \gtrsim 10^3 \text{ кэВ.}$$

Температура плазмы в короне аккреционного диска, нагреваемой токовыми слоями, меньше этого максимального значения. Следовательно, ее излучение приходится на жесткий рентгеновский диапазон, причем спектр излучения зависит от распределения меры эмиссии от температуры и может сильно отличаться от теплового [30].

Наша модель применима к таким нейтронным звездам как, например, X-1 Aql, 4U 0614+091, XB 1323-619, SAX J1808.4-3658, SLX 1735-269. Результаты наблюдений этих звезд в жестком рентгеновском диапазоне собраны в работах [13, 14]. Так, светимость источника X-1 Aquila составляет  $4 \cdot 10^{28}$  Дж/с, а светимость источника 4U 0614+091 равна  $4.5 \cdot 10^{28}$  Дж/с, т. е. может быть объяснена магнитным пересоединением. Источники XB 1323-619, SAX J1808.4-3658, SLX 1735-269 показывают светимости  $10 \cdot 10^{28}$  Дж/с,  $11 \cdot 10^{28}$  Дж/с и  $30 \cdot 10^{28}$  Дж/с соответственно, что на 27—80 % может быть объяснено процессами пересоединения в коронах дисков этих звезд. Заметим, что наряду с пересоединением могут действовать и другие механизмы энерговыделения, например аккреция вещества на поверхность звезды.

Из сказанного выше можно заключить, что пересоединение силовых линий магнитного поля в коронах аккреционных дисков может рассматриваться как важный механизм, объясняющий частично, а иногда и полностью, наблюдаемое рентгеновское излучение нейтронных звезд.

1. Жигулев В. Н. О явлении магнитного «отжатия» потока проводящей среды // Докл. АН СССР.—1959.—126, № 3.—С. 521—523.
2. Жигулев В. Н., Ромишевский Е. А. О взаимодействии потоков проводящей среды с магнитным полем Земли // Докл. АН СССР.—1959.—127, № 5.—С. 1001—1004.
3. Космическая магнитная гидродинамика / Под ред. В. Н. Ораевского. — М.: Мир, 1995.
4. Липунов В. М. Магнитосферы аккрецирующих компактных звезд, обладающих мультипольными магнитными полями // Астрон. журн.—1978.—55, № 6.—С. 1233—1240.
5. Липунов В. М. Астрофизика нейтронных звезд. — М.: Наука, 1987.—396 с.
6. Лутовинов А. А., Гребенев С. А., Павлинский М. Н., Сюняев Р. А. Спектральная переменность рентгеновского пульсара Геркулес X-1 // Письма в Астрон. журн.—2000.—26, № 11.—С. 803—812.
7. Лутовинов А. А., Гребенев С. А., Павлинский М. Н., Сюняев Р. А. Переменность рентгеновского излучения пульсара Паруса X-1 по данным телескопа АРТ-П обсерватории «Гранат» // Письма в Астрон. журн.—2000.—26, № 12.—С. 892—898.
8. Оберц П. Двумерная задача о форме магнитосферы // Геомагнетизм и аэрономия.—1973.—13, № 5.—С. 896—905.
9. Орешина И. В., Сомов Б. В. О методе конформных отображений для решения задач космической электродинамики // Изв. РАН. Сер. Физическая.—1999.—63, № 8.—С. 1543—1549.
10. Орешина А. В., Сомов Б. В. Простая аналитическая модель пересоединения в высокотемпературном турбулентном слое // Письма в Астрон. журн.—2000.—26, № 11.—С. 1—6.
11. Сыроватский С. И. К вопросу об устойчивости плазмы в неоднородном магнитном поле и о механизме солнечных вспышек // Астрон. журн.—1962.—39, № 6.—С. 987—989.
12. Шакура Н. И. Дискковая модель аккреции газа релятивистской звездой в тесной двойной системе // Астрон. журн.—1972.—49, № 2.—С. 921—929.
13. Barret D., McClintock J. E., Grindlay J. E. Luminosity differences between black holes and neutron stars // Astrophys. J.—1996.—473, N 2.—P. 963—973.
14. Barret D., Olive J. F., Boirin L., et al. Hard X-ray emission from low-mass X-ray binaries // Astrophys. J.—2000.—533, N 1.—P. 329—351.
15. Biskamp D. Magnetic reconnection via current sheets // Phys. Fluids.—1986.—29, N 5.—P. 1520—1531.
16. Cole J. D., Huth J. H. Some interior problems of hydromagnetics // Phys. Fluids.—1959.—2, N 6.—P. 624—626.
17. de Kluiver H., Perepelkin N. F., Hirose A. Experimental results on current-driven turbulence in plasma - a survey // Phys. Reports.—1991.—199, N 6.—P. 281—384.
18. Dove J., Wilms J., Begelman M. Self-consistent thermal accretion disk corona models for compact objects. I. Properties of the corona and the spectrum of escaping radiation // Astrophys. J.—1997.—487, N 2.—P. 747—758.
19. Galeev A., Rosner R., Vaiana G. Structured coronae of accretion disks // Astrophys. J.—1979.—229, N 1.—P. 318—326.
20. Giacconi P., Gursky H., Kellogg E. Discovery of periodic X-ray pulsations in Centaurus X-3 from UHURU // Astrophys. J.—1971.—167, N 1.—P. L67—L73.
21. Kamaya H. Accretion Disk blobs // Astrophys. J.—1999.—510, N 2.—P. 862—866.
22. Lamb F. K., Pethick C. J., Pines D. A model for compact X-ray sources: accretion by rotating magnetic stars // Astrophys. J.—1973.—184, N 1.—P. 271—289.
23. Landau L. D. On the theory of stars // Phys. Z. Sowietunion. 1932.—1.—P. 285.

24. *Narita T., Grindlay J. E., Barret M. C.* ASCA observations of GX 354-0 and KS 1731-260 // *Astrophys. J.*—2001.—**547**, N 1.—P. 420—427.
25. *Parker E. N.* The solar flare phenomenon and the theory of reconnection and annihilation of magnetic fields // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1963.—**8**.—P. 177—211.
26. *Parker E. N.* Nanoflares and the solar X-ray corona // *Astrophys. J.*—1988.—**330**, N 1.—P. 474—479.
27. *Petschek H. E.* Magnetic field annihilation // *AAS-NASA Symposium on the Physics of Solar Flares* / Ed. W. N. Hess. — Greenbelt, Maryland: Goddard Space Flight Center, 1964.—P. 425—439.
28. *Pringle J. E., Rees M. J.* Accretion disc models for compact X-ray sources // *Astron. and Astrophys.*—1972.—**21**, N 1.—P. 1.
29. *Romanova M., Ustyugova G., Koldoba A., et al.* Dynamics of magnetic loops in the coronae of accretion disks // *Astrophys. J.*—1998.—**500**, N 2.—P. 703—713.
30. *Somov B. V.* Physical processes in solar flares. — Dordrecht: Kluwer, 1992.—249 p.
31. *Somov B. V.* Cosmic plasma physics. — Dordrecht: Kluwer, 2000.—657 p.
32. *Sweet P. A.* The production of high energy particles in solar flares // *Nuovo cim. Suppl.*—1958.—**8**, ser. X.—P. 188—196.
33. *Syrovatskii S. I.* Model for flare loops, fast motions, and opening of magnetic field in the corona // *Solar Phys.*—1982.—**76**, N 1.—P. 3—20.

Поступила в редакцию 29.07.02