

РАДИОАСТРОНОМИЯ И АСТРОФИЗИКА

УДК 524.354.4

С. А. ПЕТРОВА

PACS numbers: 97.60.Gb,
97.60.Jd, 95.30.Lz

Радиоастрономический институт НАН Украины,
ул. Краснознаменная, 4, г. Харьков, 61002, Украина
E-mail: petrova@rian.kharkov.ua

ПОЛЯРНЫЙ ЗАЗОР В СТРУКТУРЕ БЕССИЛОВОЙ МАГНИТОСФЕРЫ ПУЛЬСАРА

Рассмотрена стационарная осесимметричная бессилловая магнитосфера пульсара с учетом полярного зазора и токовой цепи. Изучено согласование вакуумного полярного зазора и слоя замыкающего тока с бессилловой магнитосферой монополярной структуры. Для переходного слоя между вакуумной и бессилловыми областями проанализированы самосогласованные распределения полей, токов и зарядов, а также исследован силовой и энергетический баланс. Показано, что в рассматриваемом случае характерный размер переходного слоя не меньше высоты полярного зазора, а замыкание тока является недиссипативным. Обсуждены следствия полученных результатов для интерпретации излучения пульсаров. В частности, объяснена связь мод радио- и рентгеновского излучения в пульсаре PSR B0943+10.

Ключевые слова: нейтронная звезда, пульсар, бессилловая магнитосфера, полярный зазор, токовая цепь пульсара

1. Введение

В последние годы все настоятельнее становится потребность более глубокого понимания структуры и физики магнитосферы пульсара. Это связано, в первую очередь, с существенным прогрессом в наблюдениях излучения пульсаров в диапазоне высоких и сверхвысоких энергий. Нетепловое излучение высоких энергий пульсара традиционно связывается с зазорами – узкими областями магнитосферы, где происходит ускорение частиц до ультрарелятивистских энергий и рождение вторичной электрон-позитронной плазмы, экранирующей ускоряющее электрическое поле во всем остальном объеме магнитосферы. Теории излучения в полярном [1–3], щелевом [4–9] и внешнем [10–13] зазорах достаточно хорошо развиты. Однако все они основываются на слишком упрощенном представлении магнитосферы пульсара в виде вращающегося в вакууме магнитного диполя. Очевидно, что рождающаяся в зазорах вторичная плазма должна изменять общую структуру электромагнитного поля пульсара. Поэтому в основе реалистичной

модели пульсарной магнитосферы должно лежать самосогласованное описание токов и полей во вторичной плазме.

В простейшем (и единственном достаточно изученном в литературе) случае предполагается, что во всем объеме магнитосферы, за исключением пренебрежимо малых зазоров, плазмы достаточно для того, чтобы полностью экранировать продольную (вдоль магнитного поля) компоненту электрического поля, а также обеспечить баланс электромагнитных сил, которые являются доминирующими. При осесимметричной конфигурации, когда ось вращения сонаправлена с магнитной осью, такая идеальная бессилловая магнитосфера описывается известным пульсарным уравнением [14–16], которое связывает функции магнитного потока и полоидального тока. Поскольку обе функции неизвестны, токовая функция должна быть выбрана так, чтобы соответствующая функция магнитного потока удовлетворяла наложенным граничным условиям.

Точные решения пульсарного уравнения были найдены только для случаев магнитного монополя, помещенного в центр нейтронной звезды [14] и смещенного вдоль магнитной оси [17, 18].

Есть основания полагать, что вдали от нейтронной звезды эти решения на качественном уровне неплохо описывают бессилую магнитосферу диполя. Соответственно, при численном решении бессилового уравнения для случая дипольного магнитного поля на поверхности звезды [19–21] использовался аналогичный набор граничных условий. Вследствие такого выбора граничных условий полученная в результате (и ставшая уже классической) картина бессилового магнитосферы пульсара имеет существенный недостаток: в ней не учитываются присутствие зазоров, где рождается плазма, обеспечивающая выполнение бессилового приближения, а также наличие тока, текущего поперек магнитных силовых линий и замыкающего токовую цепь пульсара. Как отмечалось в [17, 18], оба эти фактора должны быть учтены в граничных условиях, что может заметно изменить глобальную структуру бессилового магнитосферы пульсара.

Существующая картина осесимметричной идеальной бессилового магнитосферы [19], а также ее обобщение на случай произвольного наклона магнитной оси к оси вращения [22–25] принципиально непригодны для объяснения наблюдаемого нетеплового излучения высоких и сверхвысоких энергий. Для разрешения этой проблемы была разработана резистивная модель магнитосферы [26–28], в которой предполагается, что плазма имеет конечную проводимость, а продольное электрическое поле скомпенсировано не полностью. Тогда весь объем магнитосферы становится источником нетеплового излучения. Однако до сих пор не удается получить значимых ограничений на распределение проводимости пульсарной плазмы, так что эта функция выбирается, фактически, произвольно. Кроме того, накопленный объем наблюдательных данных убедительно свидетельствует о формировании излучения высоких энергий в зазорах. Что же касается излучения сверхвысоких энергий, то поскольку его светимость сравнима с общей мощностью потерь, обусловленных замедлением вращения нейтронной звезды, можно ожидать, что оно связано с процессами в слое замыкающего тока. Так что необходимость включения зазоров и замыкающего тока в граничные условия бессилового задачи остается актуальной.

В недавних работах [29, 30] было отмечено, что учет замыкания тока на поверхности нейтронной звезды должен сопровождаться изменением соответствующего граничного условия для магнитного поля. Поэтому в своих численных моделях авторы заменяли условие дипольного магнитного поля условием непрерывности нормальной составляющей магнитного поля на поверхности нейтронной звезды. Для чисто поверхностного тока это условие, действительно, непосредственно следует из равенства нулю дивергенции напряженности магнитного поля. Однако в рассматриваемом случае, когда поверхностный ток замыкает полоидальный, ситуация гораздо сложнее. Магнитное поле над слоем замыкающего тока у поверхности нейтронной звезды было получено в [31, 32] в результате решения обобщенного пульсарного уравнения, продолженного на область внутри звезды. Проведенное рассмотрение впервые поставило вопрос о взаимодействии замыкающего тока и полярного зазора и их согласовании с глобальной структурой бессилового магнитосферы.

В настоящей статье исследуется согласование полярного зазора, содержащего замыкающий ток, с бессилового магнитосферой пульсара. В Разделе 2 изложены основы рассматриваемой модели и сформулирована решаемая задача. Раздел 3 содержит описание физических величин в переходном слое на границе бессилового области, а также анализ силового и энергетического баланса в слое. Наблюдательные следствия полученных результатов обсуждаются в Разделе 4. Краткие выводы приведены в Разделе 5.

2. Постановка задачи

В работах [17, 18] нами была предложена новая схема бессилового магнитосферы пульсара, которая впервые включает полярный, внешний и щелевой зазоры. В основе лежит предположение о том, что полярный и внешний зазоры действуют на разных открытых силовых линиях, а щелевой зазор разграничивает эти области. Тогда через полярный зазор течет прямой ток, а через внешний – обратный. В такой конфигурации зазоры являются важным элементом токовой цепи пульсара. Следует отметить, что токи, текущие через зазор, не обязательно

постоянны, как это имеет место в бессиловой области. Именно в зазорах токи могут течь поперек магнитных силовых линий, замыкая, хотя бы частично, токовую цепь пульсара.

В рамках нашей модели впервые возникает вопрос о сосуществовании зазоров и замыкающего тока. Настоящее рассмотрение посвящено анализу полярного зазора. Очевидно, что слой замыкающего тока должен быть расположен таким образом, чтобы в нем присутствовало достаточное количество частиц для обеспечения необходимого тока. Поэтому можно ожидать, что два классических сценария полярного зазора – с ограниченным пространственным зарядом [4] и с вакуумным разрядом [33] – должны приводить к разным схемам замыкания тока. В случае ограниченного пространственного заряда вплоть до самой поверхности нейтронной звезды есть достаточное количество плазмы для обеспечения полоидального тока, диктуемого бессиловой магнитосферой, так что замыкающий ток может течь по поверхности звезды. В случае вакуумного разряда можно ожидать, что ток будет замыкаться на фронте рождения пар.

Для изучения согласования вакуумного зазора с глобальной бессиловой магнитосферой с учетом замыкающего тока рассмотрим упрощенную модель на основе монополярного магнитного поля (см. рис. 1). Области вакуумного и бессилового режимов, расположенные соответственно на малых и больших высотах, разделены переходным

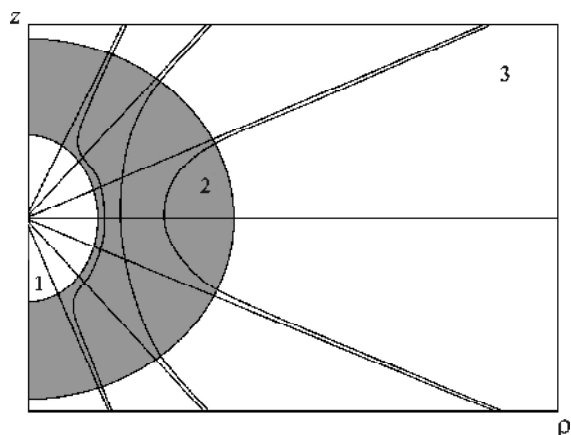


Рис. 1. Схема магнитного монополя с замыканием тока: радиальные прямые – магнитные силовые линии, кривые – линии тока; 1 – вакуумная область, 2 – переходной слой, 3 – бессиловая область

слоем, где происходит рождение вторичной плазмы и замыкается глобальный ток. Следует отметить, что хотя недалеко от нейтронной звезды реальная структура магнитного поля отличается от монополярной, вблизи магнитной оси принятое нами упрощение допустимо и позволяет провести строгое аналитическое рассмотрение.

3. Структура полярного зазора с замыкающим током

3.1. Физические условия в переходном слое

В стационарном осесимметричном случае удобно выбрать цилиндрическую систему координат (ρ, ϕ, z) с осью z вдоль магнитной оси. Тогда напряженности магнитного и электрического полей, \vec{B} и \vec{E} , могут быть представлены в виде:

$$\vec{B} = \frac{1}{\rho} \left(-\frac{\partial f}{\partial z}, -A(f)\chi(r-r_0), \frac{\partial f}{\partial \rho} \right), \quad (1)$$

$$\vec{E} = -\chi(r-r_0) \left(\frac{\partial f}{\partial \rho}, 0, \frac{\partial f}{\partial z} \right) + (1-f)\delta(r-r_0) \frac{\vec{r}}{r}, \quad (2)$$

где $\vec{r} \equiv (\rho, 0, z)$ – радиус-вектор; $f = f(\rho, z)$ – функция магнитного потока монополя,

$$f = 1 - z/r; \quad (3)$$

$A(f)$ – самосогласованная токовая функция бессилового монополя [14],

$$A = f(2-f); \quad (4)$$

$\chi(r-r_0)$ – ступенчатая функция Хевисайда; $\delta(r-r_0)$ – дельта-функция Дирака; величина r_0 определяет положение переходного слоя относительно центра нейтронной звезды. Здесь и далее величины нормированы таким образом, чтобы исключить размерные коэффициенты.

Выбор полей в виде (1)–(2) означает, что в переходном слое азимутальная компонента магнитного поля, полоидальный ток и электрическое поле включаются и быстро приобретают значения, характерные для бессилового режима. Нетрудно показать, что для полей (1)–(2) тождественно удовлетворяются уравнения Максвелла $\text{div} \vec{B} = 0$ и $\text{rot} \vec{E} = 0$. Для выполнения последнего равенства, имеющего место в стационарном случае, включение бессилового электрического поля \vec{E}_f , $(\vec{E}_f \cdot \vec{B} = 0)$, задаваемого

первым членом в выражении (2), должно сопровождаться появлением ускоряющего электрического поля \vec{E}_a , ($\vec{E}_a \parallel \vec{B}$), в переходном слое. Поле \vec{E}_a будет ускорять частицы до ультрарелятивистских энергий, обеспечивая каскадное рождение вторичной электрон-позитронной плазмы, необходимой для установления бессилового режима. Можно считать, что величина r_0 характеризует положение фронта формирования пар, где развивается электрон-позитронная лавина.

Другая пара уравнений Максвелла для полей (1)–(2) дает плотности тока и заряда $\vec{j} = \text{rot}\vec{B}$ и $\rho_e = \text{div}\vec{E}$ в виде:

$$j_\rho = \frac{1}{\rho} \frac{dA}{df} \frac{\partial f}{\partial z} \chi(r-r_0) + \frac{Az}{\rho r} \delta(r-r_0), \quad (5)$$

$$j_\phi = -\frac{1}{\rho} \square f, \quad (6)$$

$$j_z = -\frac{1}{\rho} \frac{dA}{df} \frac{\partial f}{\partial \rho} \chi(r-r_0) - \frac{A}{r} \delta(r-r_0), \quad (7)$$

$$\rho_e = -\chi(r-r_0)\Delta f + \frac{2(1-f)}{r} \delta(r-r_0) + (1-f)\delta'(r-r_0), \quad (8)$$

где

$$\delta(r-r_0) \equiv \frac{d\chi(r-r_0)}{dr},$$

$$\delta'(r-r_0) \equiv \frac{d\delta(r-r_0)}{dr},$$

$$\square f \equiv \frac{\partial^2 f}{\partial \rho^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial f}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2},$$

$$\Delta f \equiv \frac{\partial^2 f}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial f}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}.$$

Вторые члены в выражениях (5) и (7) соответствуют слою замыкающего тока, наличие которого также можно было предполагать непосредственно из уравнения неразрывности $\text{div}\vec{j} = 0$. Нетрудно видеть, что подстановка функции магнитного потока монополя (3) в выражение (6) дает $j_\phi \equiv 0$. Отметим, что равенство нулю азимутальной составляющей плотности тока является об-

щим свойством любой мультипольной бессиловой магнитосферы, поскольку $\square f \equiv 0$ для всех мультиполей.

В нашем рассмотрении замыкающий ток протекает в полярном зазоре. Это не только позволяет корректно описать установление бессилового режима, но и представляется разумным с точки зрения микрофизики. Действительно, при протекании тока поперек магнитных силовых линий частицы должны терять энергию на синхротронное излучение, а синхротронные фотоны являются существенным элементом в процессе каскадного рождения пар.

Как будет показано ниже (см. Раздел 3.2), конечность объемных сил в переходном слое требует, чтобы ступенчатая функция $\chi(r-r_0)$, а также ее производные были размыты на масштабе $h \geq r_0$. Неудивительно, что переходной слой, в котором происходят такие процессы, как синхротронное высвечивание и рождение электрон-позитронных пар, нельзя считать бесконечно тонким. Для дальнейшего анализа выберем переходную функцию в виде

$$\chi(r-r_0) = \frac{r-r_0}{r}. \quad (9)$$

Тогда выражение для плотности заряда (8) существенно упрощается, $\rho_e = -\Delta f (r-r_0)/r$. Отметим, что интегрирование последних двух членов выражения (8) в сферическом объеме дает нуль независимо от вида переходной функции $\chi(r-r_0)$, однако наш выбор в виде (9) означает, что эти члены компенсируются в каждой точке пространства. Принимая во внимание, что для функции магнитного потока монополя (3) первый член в выражении (8) антисимметричен относительно магнитного экватора, можно видеть, что полный заряд рассматриваемой системы равен нулю.

Для магнитного монополя, описываемого выражениями (3), (4), и переходной функции в виде (9) линии электрического поля и тока показаны соответственно на рис. 2, а, б, распределения плотности заряда и величины $\vec{E} \cdot \vec{B}$ представлены соответственно на рис. 3, а, б. Приведенные графики иллюстрируют физическую картину переходной области, диктуемую согласованием полярного зазора и слоя замыкающего тока с глобальной бессиловой магнитосферой.

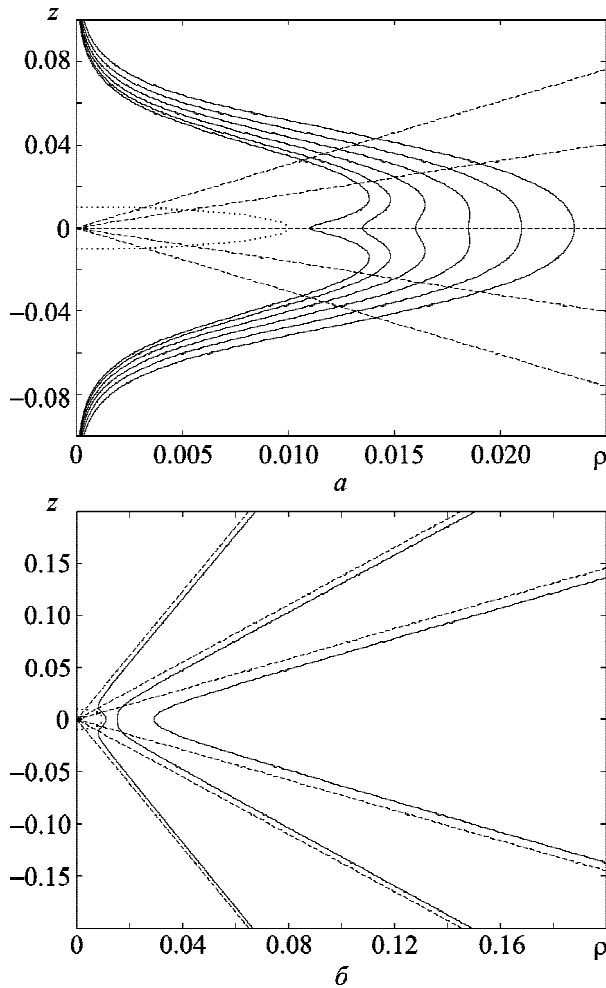


Рис. 2. Линии самосогласованного электрического поля (а) и тока (б) в переходном слое. Магнитные силовые линии показаны штрихами, граница вакуумной области – пунктиром

Полученные нами результаты призваны служить ориентиром в дальнейших исследованиях полярного зазора и замыкающего тока на уровне микрофизики.

3.2. Силовой и энергетический баланс в переходном слое

С использованием выражений (1), (2), (5)–(8) баланс электромагнитных сил, $\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B} + \rho_e \vec{E}$, записывается в виде:

$$F_{\perp} = \left(\frac{z}{r} \frac{\partial f}{\partial \rho} - \frac{\rho}{r} \frac{\partial f}{\partial z} \right) \left\{ \frac{1}{\rho^2} \square f + \chi^2 (r - r_0) \left[\frac{A}{\rho^2} \frac{dA}{df} - \Delta f \right] + (1 - f) \chi (r - r_0) \left[\delta'(r - r_0) + \frac{2\delta(r - r_0)}{r} \right] \right\}, \quad (10)$$

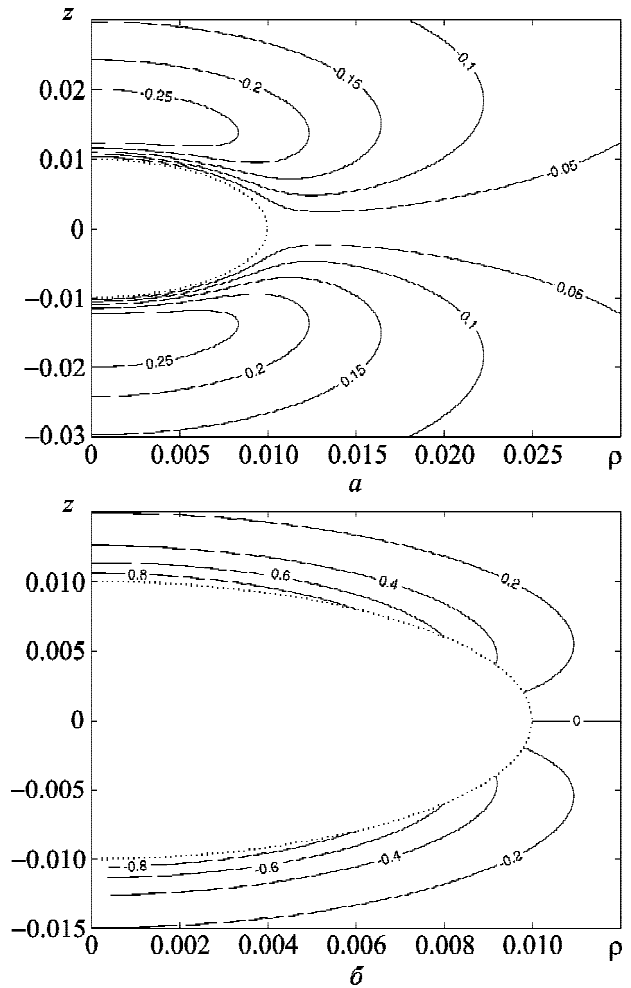


Рис. 3. Линии уровня распределений самосогласованного заряда (а) и ускоряющего электрического поля $\vec{E} \cdot \vec{B}$ (б). Пунктиром показана граница вакуумной области

$$F_{\parallel} = - \left[\frac{A^2}{\rho^2} + (1 - f) \Delta f \right] \chi (r - r_0) \delta(r - r_0) + (1 - f)^2 \delta(r - r_0) \left[\frac{2\delta(r - r_0)}{r} + \delta'(r - r_0) \right], \quad (11)$$

$$F_{\phi} = \frac{A}{\rho^2} \left(\frac{z}{r} \frac{\partial f}{\partial \rho} - \frac{\rho}{r} \frac{\partial f}{\partial z} \right) \delta(r - r_0), \quad (12)$$

где F_{\perp} и F_{\parallel} – полоидальные компоненты результирующей силы, соответственно перпендикулярная и параллельная магнитному полю. В выражениях (10)–(12) учтен радиальный характер магнитных силовых линий монополя, $\rho \partial f / \partial \rho + z \partial f / \partial z \equiv 0$. При $r > r_0$ первые два члена в фигурных скобках выражения (10) представляют собой члены пуль-

сарного уравнения [14] и, соответственно, для функций (3) и (4) обращаются в нуль. Более того, поскольку $\square f \equiv 0$, их сумма обращается в нуль для любого r . Из выражений (10)–(12) можно видеть, что по обе стороны от переходного слоя достигается силовой баланс, тогда как сам слой бессиловым не является. Действующие в нем силы будут конечными, только если ширина слоя $h \geq r_0$.

Для переходной функции в виде (9) выражения (10), (11) заметно упрощаются. А именно, поперечные силы полностью скомпенсированы, тогда как выражение для продольного силового баланса содержит только первый член. Линии постоянных значений F_{\parallel} и F_{ϕ} показаны соответственно на рис. 4, а, б. Они характеризуют силовое поле в переходном слое, однако следует иметь в виду,

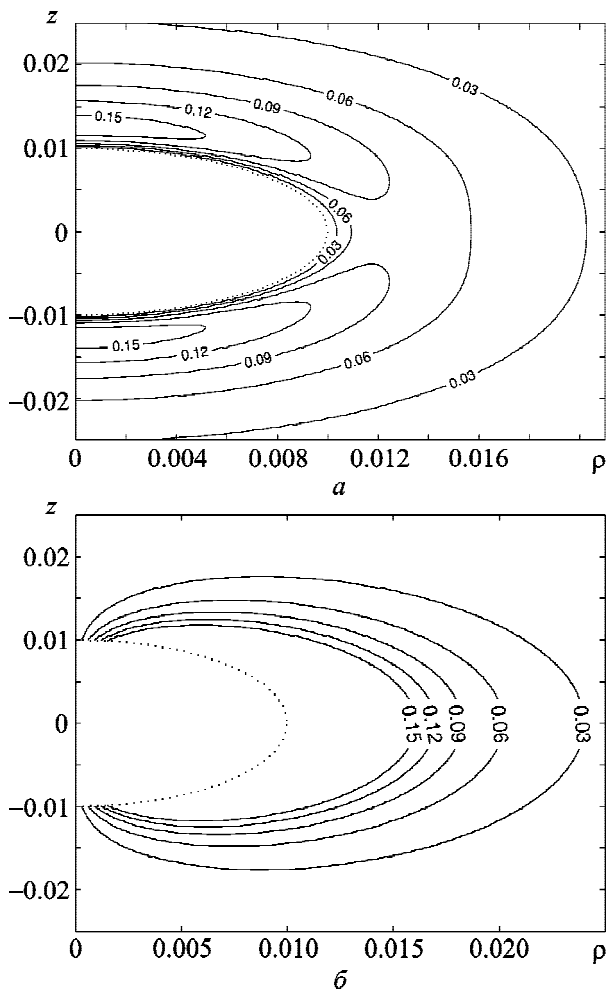


Рис. 4. Силовое поле в переходном слое. Показаны линии уровня величин F_{\parallel} (а) и F_{ϕ} (б). Пунктиром показана граница вакуумной области

что в рассматриваемом самосогласованном случае это силовое поле не дает непосредственного представления о движении частиц.

Момент азимутальной компоненты силы, $\vec{N} = \vec{r} \times F_{\phi} \vec{e}_{\phi}$, возникает вследствие замыкания тока и ответствен за замедление вращения магнитосферы. Соответствующий энергетический выход, $\vec{N} \cdot \vec{\Omega}$ (где $\vec{\Omega}$ – угловая скорость вращения), проинтегрированный по всему объему пространства, составляет $4/3$ в единицах мощности Голдрайха–Джулиана $L_{GJ} = B_0^2 R_0^2 \Omega^4 / 2c^3$, где B_0 и R_0 – напряженность магнитного поля на поверхности нейтронной звезды и радиус звезды соответственно, c – скорость света.

Радиальная компонента вектора Пойнтинга, $S_r \equiv (\vec{E}, \vec{B}, \vec{r}/r)$, проинтегрированная по сферической поверхности радиуса $r \gg r_0$, также равняется $4/3 L_{GJ}$. Таким образом, в рассматриваемом случае поток вектора Пойнтинга в точности равен по величине энергетическому выходу вследствие замедления вращения. Это означает, что замыкание тока бездиссипативное и полностью обусловлено явлением электромагнитной индукции. Следует отметить, что данный результат не зависит ни от выбранного вида переходной функции (9), ни от вида функций (3) и (4). Более того, указанное равенство выполняется не только в интегральной форме, но и оказывается верным в каждой точке пространства.

Интересно отметить, что в каждой точке выполняется равенство $F_{\parallel} = -\vec{j} \cdot \vec{E}$, причем интегральное значение этой величины по всему объему пространства также равно $4/3 L_{GJ}$. Следовательно, энергия, высвобождаемая при протекании замыкающего тока поперек магнитных силовых линий, полностью идет на ускорение частиц в полярном зазоре (см. также Раздел 3.1). Рассмотренная нами картина переходного слоя может служить основой для дальнейшего численного моделирования движения частиц и физических процессов в полярном зазоре, содержащем слой замыкающего тока.

4. Обсуждение результатов

Мы исследовали согласование вакуумного полярного зазора со стационарной бессиловой магнитосферой монополя с учетом слоя замыкающего тока. Показано, что область образования электрон-позитронных пар и замыкания тока имеет ха-

рактерный масштаб порядка высоты полярного зазора, $h \geq r_0$. Движение частиц и трансформация энергии в этой области обусловлены электромагнитной индукцией, причем замыкание тока может быть бездиссипативным. Энергия, выделяемая вследствие торможения магнитосферы при протекании замыкающего тока, полностью идет на ускорение первичных частиц в полярном зазоре и обеспечение, в конечном счете, функции распределения вторичной плазмы, необходимой для поддержания бессиловой магнитосферы. Естественно, наше рассмотрение в дальнейшем должно быть обобщено на случай магнитного диполя. Но уже сейчас можно сделать несколько общих выводов касательно излучения пульсаров.

Поскольку переходная область достаточно широкая, бессиловой режим должен устанавливаться на высотах, значительно больших высоты полярного зазора, $\sim 10r_0$. Возможно, это неожиданно дает ответ на вопрос, почему радиоизлучение пульсаров возникает на высотах $\sim 10^7 \div 10^8$ см, а не непосредственно над полярным зазором. В рамках нашего рассмотрения такие высоты могут соответствовать началу бессиловой области, так что для реализации механизма радиоизлучения может быть необходим установившийся бессиловой режим.

Согласно данным космического гамма-телескопа Fermi LAT, излучение сверхвысоких энергий пульсаров приходит с высот не меньше 10 радиусов нейтронной звезды, т. е. оно генерируется значительно выше стандартной области полярного зазора. В рамках нашей модели это излучение может приходиться с верхнего края переходной области. Напомним, что в этой области происходит трансформация энергии, сравнимой с общим энергетическим резервуаром пульсара, так что наблюдаемые значения светимости в диапазоне сверхвысоких энергий вполне могут быть объяснимы.

Наше рассмотрение позволяет также интерпретировать коррелированное изменение мод радио- и рентгеновского излучения, найденное в работе [34]. Было обнаружено, что в пульсаре PSR B0943+10 происходит синхронное переключение свойств радио- и рентгеновского излучения. Во время яркой моды радиоизлучения в рентгеновском излучении присутствует только нетепловая компонента; во время тихой моды на нетепловую рентгеновскую компоненту наклады-

вается яркая тепловая компонента. Как показано в предыдущем разделе, в случае вакуумного полярного зазора ток замыкается в области электрон-позитронного каскада, причем замыкание является бездиссипативным, так что теплового излучения возникать не должно. В случае ограниченного пространственного заряда, когда около поверхности нейтронной звезды присутствует достаточное количество частиц, ток будет замыкаться на поверхности звезды, а не на фронте рождения пар. Соответственно, он нагревает поверхность звезды и возникает тепловое рентгеновское излучение. Кроме того, поверхность может нагреваться в результате бомбардировки частицами обратного потока, обеспечивающими полоидальный ток. Таким образом, при изменении сценария полярного зазора должно меняться тепловое рентгеновское излучение. С другой стороны, переключение мод радиоизлучения также может быть связано с изменением сценария полярного зазора, поскольку именно генерирующаяся в зазоре вторичная плазма определяет свойства наблюдаемого радиоизлучения. Таким образом, в рамках нашего рассмотрения переключение мод радио- и рентгеновского излучения может объясняться переключением сценария полярного зазора, хотя сам механизм переключения остается неясным.

5. Выводы

В работе изучалась стационарная осесимметричная бессиловая магнитосфера пульсара на основе предложенной нами ранее новой схемы [17, 18], которая впервые включает полярный, внешний и щелевой зазоры и предполагает хотя бы частичное замыкание токовой цепи пульсара через магнитосферные зазоры. Настоящая работа мотивирована тем, что зазор, включенный в глобальную структуру бессиловой магнитосферы и в токовую цепь пульсара, должен существенно отличаться от зазора вакуумной магнитосферы. Мы исследовали упрощенную модель согласования вакуумного полярного зазора, содержащего слой замыкающего тока, с бессиловой магнитосферой монополя. Изучены физические условия, силовой и энергетический баланс в переходном слое, где происходит рождение электрон-позитронной плазмы и протекает замыкающий ток. Переходная область оказывается достаточно ши-

рокой, с характерным масштабом больше высоты полярного зазора, причем ток замыкается бездиссипативно за счет электромагнитной индукции.

Построенная нами картина самосогласованных полей, зарядов и токов, диктуемых бессиловой магнитосферой, может служить отправной точкой для дальнейшего детального описания полярного зазора на уровне микрофизики с учетом конкретных физических процессов и участвующих в них частиц. Естественно, представляется необходимым обобщение на случай дипольного магнитного поля нейтронной звезды. Однако полученные в настоящей статье результаты также имеют несколько общих следствий для излучения пульсаров.

Излучение сверхвысоких энергий может быть связано с верхней частью переходной области, где замыкается ток и трансформируется фактически полная энергия бессиловой магнитосферы. Соответственно, оно должно возникать на высотах $\sim 10r_0$, что не противоречит имеющимся спектральным данным. Оценки высоты области радиоизлучения, известные из наблюдательных данных, $r \sim 10r_0$, могут означать, что для действия механизма радиоизлучения необходим установившийся бессиловой режим.

В сценарии вакуумного полярного зазора токовая цепь должна замыкаться вдоль фронта рождения электрон-позитронных пар, тогда как в сценарии ограниченного пространственного заряда – на поверхности нейтронной звезды. В первом случае замыкание происходит без диссипации, а во втором поверхность звезды должна нагреваться. Соответственно, в разных сценариях зазора характеристики теплового рентгеновского излучения пульсара отличаются. Отличаться должны также характеристики вторичной плазмы, и, как следствие, характеристики радиоизлучения. Таким образом, коррелированное изменение радио- и рентгеновского излучения, обнаруженное в пульсаре PSR B0943+10 [34], можно объяснить переключением сценария полярного зазора, что влечет за собой изменение схемы замыкания тока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Harding A. K., Tademaru E., and Esposito L. W.* A curvature-radiation-pair-production model for gamma-ray pulsars // *Astrophys. J.* – 1978. – Vol. 225. – P. 226–236. DOI: 10.1086/156486
2. *Daugherty J. K. and Harding A. K.* Electromagnetic cascades in pulsars // *Astrophys. J.* – 1982. – Vol. 252. – P. 337–347. DOI: 10.1086/159561
3. *Daugherty J. K. and Harding A. K.* Gamma-Ray Pulsars: Emission from Extended Polar CAP Cascades // *Astrophys. J.* – 1996. – Vol. 458. – P. 278–292. DOI: 10.1086/176811
4. *Arons J. and Scharlemann E. T.* Pair formation above pulsar polar caps – Structure of the low altitude acceleration zone // *Astrophys. J.* – 1979. – Vol. 231. – P. 854–879. DOI: 10.1086/157250
5. *Arons J.* Pair creation above pulsar polar caps – Geometrical structure and energetics of slot gaps // *Astrophys. J.* – 1983. – Vol. 266. – P. 215–241. DOI: 10.1086/160771
6. *Muslimov A. G. and Harding A. K.* Extended Acceleration in Slot Gaps and Pulsar High-Energy Emission // *Astrophys. J.* – 2003. – Vol. 588, No. 1. – P. 430–440. DOI: 10.1086/368162
7. *Muslimov A. G. and Harding A. K.* High-Altitude Particle Acceleration and Radiation in Pulsar Slot Gaps // *Astrophys. J.* – 2004. – Vol. 606, No. 2. – P. 1143–1153. DOI: 10.1086/383079
8. *Dyks J. and Rudak B.* Two-Pole Caustic Model for High-Energy Light Curves of Pulsars // *Astrophys. J.* – 2003. – Vol. 598, No. 2. – P. 1201–1206. DOI: 10.1086/379052
9. *Dyks J., Harding A. K., and Rudak B.* Relativistic Effects and Polarization in Three High-Energy Pulsar Models // *Astrophys. J.* – 2004. – Vol. 606, No. 2. – P. 1125–1142. DOI: 10.1086/383121
10. *Cheng K. S., Ho C., and Ruderman M.* Energetic radiation from rapidly spinning pulsars. I - Outer magnetosphere gaps // *Astrophys. J.* – 1986. – Vol. 300. – P. 500–521. DOI: 10.1086/163829
11. *Cheng K. S., Ho C., and Ruderman M.* Energetic radiation from rapidly spinning pulsars. II. VELA and Crab // *Astrophys. J.* – 1986. – Vol. 300. – P. 522–539. DOI: 10.1086/163830
12. *Romani R. W. and Yadigaroglu I.-A.* Gamma-ray pulsars: Emission zones and viewing geometries // *Astrophys. J.* – 1995. – Vol. 438. – P. 314–321. DOI: 10.1086/175076
13. *Cheng K. S., Ruderman M., and Zhang L.* A Three-dimensional Outer Magnetospheric Gap Model for Gamma-Ray Pulsars: Geometry, Pair Production, Emission Morphologies, and Phase-resolved Spectra // *Astrophys. J.* – 2000. – Vol. 537, No. 2. – P. 964–976. DOI: 10.1086/309051
14. *Michel F. C.* Rotating Magnetospheres: an Exact 3-D Solution // *Astrophys. J.* – 1973. – Vol. 180. – P. L133–L136. DOI: 10.1086/181169
15. *Scharlemann E. T. and Wagoner R. V.* Aligned Rotating Magnetospheres. General Analysis // *Astrophys. J.* – 1973. – Vol. 182. – P. 951–960. DOI: 10.1086/152195
16. *Okamoto I.* Force-free pulsar magnetosphere - I. The steady, axisymmetric theory for the charge-separated plasma // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 1974. – Vol. 167. – P. 457–474.
17. *Petrova S. A.* On the Global Structure of Pulsar Force-free Magnetosphere // *Astrophys. J.* – 2013. – Vol. 764, No. 2. – id.129. DOI:10.1088/0004-637X/764/2/129
18. *Петрова С. А.* О структуре осесимметричной бессиловой магнитосферы пульсара за световым цилиндром // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 2013. – Т. 18, № 3. – С. 201–209.

19. *Contopoulos I., Kazanas D., and Fendt C.* The Axisymmetric Pulsar Magnetosphere // *Astrophys. J.* – 1999. – Vol. 511, No. 1. – P. 351–358. DOI: 10.1086/306652
20. *Contopoulos I.* The coughing pulsar magnetosphere // *Astron. Astrophys.* – 2005. – Vol. 442, No. 2. – P. 579–586. DOI: 10.1051/0004-6361:20053143
21. *Gruzinov A.* Power of an Axisymmetric Pulsar // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. – Vol. 94, Is. 1. – id. 021101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.021101
22. *Spitkovsky A.* Time-dependent Force-free Pulsar Magnetospheres: Axisymmetric and Oblique Rotators // *Astrophys. J.* – 2006. – Vol. 648, No. 1. – P. L51–L54. DOI: 10.1086/507518
23. *Kalapotharakos C. and Contopoulos I.* Three-dimensional numerical simulations of the pulsar magnetosphere: preliminary results // *Astron. Astrophys.* – 2009. – Vol. 496, No. 2. – P. 495–502. DOI: 10.1051/0004-6361:200810281
24. *Bai X.-N. and Spitkovsky A.* Modeling of Gamma-ray Pulsar Light Curves Using the Force-free Magnetic Field // *Astrophys. J.* – 2010. – Vol. 715, No. 2. – P. 1282–1301. DOI: 10.1088/0004-637X/715/2/1282
25. *Kalapotharakos C., Contopoulos I., and Kazanas D.* The extended pulsar magnetosphere // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2012. – Vol. 420, Is. 4. – P. 2793–2798. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2011.19884.x
26. *Gruzinov A.* Dissipative pulsar magnetospheres // *J. Cosmol. Astropart. Phys.* – 2008. – No. 11. – id. 002. DOI: 10.1088/1475-7516/2008/11/002
27. *Kalapotharakos C., Kazanas D., Harding A., and Contopoulos I.* Toward a Realistic Pulsar Magnetosphere // *Astrophys. J.* – 2012. – Vol. 749, No. 1. – id. 2. DOI: 10.1088/0004-637X/749/1/2
28. *Li J., Spitkovsky A., and Tchekhovskoy A.* Resistive Solutions for Pulsar Magnetospheres // *Astrophys. J.* – 2012. – Vol. 746, No. 1. – id. 60. DOI: 10.1088/0004-637X/746/1/60
29. *Parfrey K., Beloborodov A. M., and Hui L.* Introducing PHAEDRA: a new spectral code for simulations of relativistic magnetospheres // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2012. – Vol. 423, Is. 2. – P. 1416–1436. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.20969.x
30. *Petri J.* The pulsar force-free magnetosphere linked to its striped wind: time-dependent pseudo-spectral simulations // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2012. – Vol. 424, Is. 1. – P. 605–619. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.21238.x
31. *Petrova S. A.* Axisymmetric force-free magnetosphere of a pulsar - I. The structure close to the magnetic axis // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2012. – Vol. 427, Is. 1. – P. 514–519. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.21961.x
32. *Петрова С. А.* Глобальная структура осесимметричной бессиловой магнитосферы пульсара с учетом замыкания тока на поверхности нейтронной звезды // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 2013. – Т. 18, № 3. – С. 193–200.
33. *Ruderman M. A. and Sutherland P. G.* Theory of pulsars – Polar caps, sparks, and coherent microwave radiation // *Astrophys. J.* – 1975. – Vol. 196. – P. 51–72. DOI: 10.1086/153393
34. *Hermesen W., Hessels J. W. T., Kuiper L., van Leeuwen J., Mitra D., de Plaa J., Rankin J. M., Stappers B. W., Wright G. A. E., Basu R., Alexov A., Coenen T., Grießmeier J.-M., Hassall T. E., Karastergiou A., Keane E., Kondratiev V. I., Kramer M., Kuniyoshi M., Noutsos A., Serylak M., Pilia M., Sobey C., Weltevrede P., Zagkouris K., Asgekar A., Avruch I. M., Batejat F., Bell M. E., Bell M. R., Bentum M. J., Bernardi G., Best P., Birzan L., Bonafede A., Breiðling F., Broderick J., Brüggem M., Butcher H. R., Ciardi B., Duscha S., Eisloffel J., Falcke H., Fender R., Ferrari C., Frieswijk W., Garrett M. A., de Gasperin F., de Geus E., Gunst A. W., Heald G., Hoeft M., Horneffer A., Iacobelli M., Kuper G., Maat P., Macario G., Markoff S., McKean J. P., Mevius M., Miller-Jones J. C. A., Morganti R., Munk H., Orrù E., Paas H., Pandey-Pommier M., Pandey V. N., Pizzo R., Polatidis A. G., Rawlings S., Reich W., Röttgering H., Scaife A. M. M., Schoenmakers A., Shulevski A., Sluman J., Steinmetz M., Tagger M., Tang Y., Tasse C., ter Veen S., Vermeulen R., van de Brink R. H., van Weeren R. J., Wijers R. A. M. J., Wise M. W., Wucknitz O., Yatawatta S., and Zarka P.* Synchronous X-ray and Radio Mode Switches: A Rapid Global Transformation of the Pulsar Magnetosphere // *Science.* – 2013. – Vol. 339, No. 6118. – P. 436–442. DOI: 10.1126/science.1230960

REFERENCES

1. HARDING, A. K., TADEMARU, E. and ESPOSITO, L. W., 1978. A curvature-radiation-pair-production model for gamma-ray pulsars. *Astrophys. J.* vol. 225, pp. 226–236. DOI: 10.1086/156486
2. DAUGHERTY, J. K. and HARDING, A. K., 1982. Electromagnetic cascades in pulsars. *Astrophys. J.* vol. 252, pp. 337–347. DOI: 10.1086/159561
3. DAUGHERTY, J. K. and HARDING, A. K., 1996. Gamma-Ray Pulsars: Emission from Extended Polar CAP Cascades. *Astrophys. J.* vol. 458, pp. 278–292. DOI: 10.1086/176811
4. ARONS, J. and SCHARLEMANN, E. T., 1979. Pair formation above pulsar polar caps – Structure of the low altitude acceleration zone. *Astrophys. J.* vol. 231, pp. 854–879. DOI: 10.1086/157250
5. ARONS, J., 1983. Pair creation above pulsar polar caps – Geometrical structure and energetics of slot gaps. *Astrophys. J.* vol. 266, pp. 215–241. DOI: 10.1086/160771
6. MUSLIMOV, A. G. and HARDING, A. K., 2003. Extended Acceleration in Slot Gaps and Pulsar High-Energy Emission. *Astrophys. J.* vol. 588, no. 1, pp. 430–440. DOI: 10.1086/368162
7. MUSLIMOV, A. G. and HARDING, A. K., 2004. High-Altitude Particle Acceleration and Radiation in Pulsar Slot Gaps. *Astrophys. J.* vol. 606, no. 2, pp. 1143–1153. DOI: 10.1086/383079
8. DYKS, J. and RUDAK, B., 2003. Two-Pole Caustic Model for High-Energy Light Curves of Pulsars. *Astrophys. J.* vol. 598, no. 2, pp. 1201–1206. DOI: 10.1086/379052
9. DYKS, J., HARDING, A. K. and RUDAK, B., 2004. Relativistic Effects and Polarization in Three High-Energy Pulsar Models. *Astrophys. J.* vol. 606, no. 2, pp. 1125–1142. DOI: 10.1086/383121
10. CHENG, K. S., HO, C. and RUDERMAN, M., 1986. Energetic radiation from rapidly spinning pulsars.

- I - Outer magnetosphere gaps. *Astrophys. J.* vol. 300, pp. 500–521. DOI: 10.1086/163829
11. CHENG, K. S., HO, C. and RUDERMAN, M., 1986. Energetic Radiation from Rapidly Spinning Pulsars. II. VELA and Crab. *Astrophys. J.* vol. 300, pp. 522–539. DOI: 10.1086/163830
 12. ROMANI, R. W. and YADIGAROGLU, I.-A., 1995. Gamma-ray pulsars: Emission zones and viewing geometries. *Astrophys. J.* vol. 438, pp. 314–321. DOI: 10.1086/175076
 13. CHENG, K. S., RUDERMAN, M. and ZHANG, L., 2000. A Three-dimensional Outer Magnetospheric Gap Model for Gamma-Ray Pulsars: Geometry, Pair Production, Emission Morphologies, and Phase-resolved Spectra. *Astrophys. J.* vol. 537, no. 2, pp. 964–976. DOI: 10.1086/309051
 14. MICHEL, F. C., 1973. Rotating Magnetospheres: an Exact 3-D Solution. *Astrophys. J.* vol. 180, pp. L133–L136. DOI: 10.1086/181169
 15. SCHARLEMANN, E. T. and WAGONER, R. V., 1973. Aligned Rotating Magnetospheres. General Analysis. *Astrophys. J.* vol. 182, pp. 951–960. DOI: 10.1086/152195
 16. OKAMOTO, I., 1974. Force-free pulsar magnetosphere - I. The steady, axisymmetric theory for the charge-separated plasma. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* vol. 167, pp. 457–474.
 17. PETROVA, S. A., 2013. On the Global Structure of Pulsar Force-free Magnetosphere. *Astrophys. J.* vol. 764, no. 2, id. 129. DOI:10.1088/0004-637X/764/2/129
 18. PETROVA, S. A. On the structure of pulsar axisymmetric force-free magnetosphere beyond the light cylinder. *Radiofizika i Radioastronomia.* vol. 18, no. 3, pp. 201–209 (in Russian).
 19. CONTOPOULOS, I., KAZANAS, D. and FENDT, C., 1999. The Axisymmetric Pulsar Magnetosphere. *Astrophys. J.* vol. 511, no. 1, pp. 351–358. DOI: 10.1086/306652
 20. CONTOPOULOS, I., 2005. The coughing pulsar magnetosphere. *Astron. Astrophys.* vol. 442, no. 2, pp. 579–586. DOI: 10.1051/0004-6361:20053143
 21. GRUZINOV, A., 2005. Power of an Axisymmetric Pulsar. *Phys. Rev. Lett.* vol. 94, is. 1, id. 021101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.021101
 22. SPITKOVSKY, A., 2006. Time-dependent Force-free Pulsar Magnetospheres: Axisymmetric and Oblique Rotators. *Astrophys. J.* vol. 648, no. 1, pp. L51–L54. DOI: 10.1086/507518
 23. KALAPOTHARAKOS, C. and CONTOPOULOS, I., 2009. Three-dimensional numerical simulations of the pulsar magnetosphere: preliminary results. *Astron. Astrophys.* vol. 496, no. 2, pp. 495–502. DOI: 10.1051/0004-6361:200810281
 24. BAI, X.-N. and SPITKOVSKY, A., 2010. Modeling of Gamma-ray Pulsar Light Curves Using the Force-free Magnetic Field. *Astrophys. J.* vol. 715, no. 2, pp. 1282–1301. DOI: 10.1088/0004-637X/715/2/1282
 25. KALAPOTHARAKOS, C., CONTOPOULOS, I. and KAZANAS, D., 2012. The extended pulsar magnetosphere. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* vol. 420, is. 4, pp. 2793–2798. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2011.19884.x
 26. GRUZINOV, A., 2008. Dissipative pulsar magnetospheres. *J. Cosmol. Astropart. Phys.* no. 11, id. 002. DOI: 10.1088/1475-7516/2008/11/002
 27. KALAPOTHARAKOS, C., KAZANAS, D., HARDING, A. and CONTOPOULOS, I., 2012. Toward a Realistic Pulsar Magnetosphere. *Astrophys. J.* vol. 749, no. 1, id. 2. DOI: 10.1088/0004-637X/749/1/2
 28. LI, J., SPITKOVSKY, A. and TCHEKHOVSKOY, A., 2012. Resistive Solutions for Pulsar Magnetospheres. *Astrophys. J.* vol. 746, no. 1, id. 60. DOI: 10.1088/0004-637X/746/1/60
 29. PARFREY, K., BELOBORODOV, A. M. and HUI, L., 2012. Introducing PHAEDRA: a new spectral code for simulations of relativistic magnetospheres. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* vol. 423, is. 2, pp. 1416–1436. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.20969.x
 30. PETRI, J., 2012. The pulsar force-free magnetosphere linked to its striped wind: time-dependent pseudo-spectral simulations. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* vol. 424, is. 1, pp. 605–619. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.21238.x
 31. PETROVA, S. A., 2012. Axisymmetric force-free magnetosphere of a pulsar - I. The structure close to the magnetic axis. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* vol. 427, is. 1, pp. 514–519. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.21961.x
 32. PETROVA, S. A., 2013. Global structure of the pulsar axisymmetric force-free magnetosphere allowing for current closure on the neutron star surface. *Radiofizika i Radioastronomia.* vol. 18, no. 3, pp. 193–200 (in Russian).
 33. RUDERMAN, M. A. and SUTHERLAND, P. G., 1975. Theory of pulsars – Polar caps, sparks, and coherent microwave radiation. *Astrophys. J.* vol. 196, pp. 51–72. DOI: 10.1086/153393
 34. HERMSEN, W., HESSELS, J. W. T., KUIPER, L., VAN LEEUWEN, J., MITRA, D., DE PLAA, J., RANKIN, J. M., STAPPERS, B. W., WRIGHT, G. A. E., BASU, R., ALEXOV, A., COENEN, T., GRIEBMEIER, J.-M., HASSALL, T. E., KARASTERGIOU, A., KEANE, E., KONDRATIEV, V. I., KRAMER, M., KUNIYOSHI, M., NOUTSOS, A., SERYLAK, M., PILIA, M., SOBEY, C., WELTEVREDE, P., ZAGKOURIS, K., ASGEKAR, A., AVRUCH, I. M., BATEJAT, F., BELL, M. E., BELL, M. R., BENTUM, M. J., BERNARDI, G., BEST, P., BÎRZAN, L., BONAFEDE, A., BREITLING, F., BRODERICK, J., BRÜGGEN, M., BUTCHER, H. R., CIARDI, B., DUSCHA, S., EISLÖFFEL, J., FALCKE, H., FENDER, R., FERRARI, C., FRIESWIJK, W., GARRETT, M. A., DE GASPERIN, F., DE GEUS, E., GUNST, A. W., HEALD, G., HOEFT, M., HORNEFFER, A., IACOBELLI, M., KUPER, G., MAAT, P., MACARIO, G., MARKOFF, S., MCKEAN, J. P., MEVIUS, M., MILLER-JONES, J. C. A., MORGANTI, R., MUNK, H., ORRÚ, E., PAAS, H., PANDEY-POMMIER, M., PANDEY, V. N., PIZZO, R., POLATIDIS, A. G., RAWLINGS, S., REICH, W., RÖTTGERING, H., SCAIFE, A. M. M., SCHOENMAKERS, A., SHULEVSKI, A., SLUMAN, J., STEINMETZ, M., TAGGER, M., TANG, Y., TASSE, C., TER VEEN, S., VERMEULEN, R., VAN DE BRINK, R. H., VAN WEEREN, R. J., WIJERS, R. A. M. J., WISE, M. W., WUCKNITZ, O., YATAWATTA, S. and ZARKA, P., 2013. Synchronous X-ray and Radio Mode Switches: A Rapid Global Transformation of the Pulsar Magnetosphere. *Science.* vol. 339, no. 6118, pp. 436–442. DOI: 10.1126/science.1230960

S. A. Petrova

Institute of Radio Astronomy, National Academy
of Sciences of Ukraine,
4, Chervonopraporna St., Kharkiv, 61002, Ukraine

POLAR GAP IN THE PULSAR FORCE-FREE
MAGNETOSPHERE STRUCTURE

The stationary axisymmetric force-free magnetosphere of a pulsar is considered by accounting for the polar gap and current circuit. Adjustment of the vacuum polar gap and the closing current sheet with the force-free magnetosphere of a monopolar structure is studied. For the transition layer between the vacuum and force-free regions, the self-consistent distributions of fields, currents and charges are analyzed, as well as the force and energetic balance examined. As is shown, in the case considered the transition layer characteristic scale is no less than the polar gap altitude, whereas the current closure is dissipation-free. The consequences of the results obtained for the interpretation of pulsar emission are discussed. In particular, the correlation between the radio and X-ray emission modes in the pulsar PSR B0943+10 is explained.

Key words: neutron star, pulsar, force-free magnetosphere, polar gap, pulsar current circuit

С. А. Петрова

Радіоастрономічний інститут НАН України,
вул. Червонопрапорна, 4, м. Харків, 61002, Україна

ПОЛЯРНИЙ ЗАЗОР У СТРУКТУРІ БЕЗСИЛОВОЇ
МАГНІТОСФЕРИ ПУЛЬСАРА

Розглянуто стаціонарну вісесиметричну безсилову магнітосферу пульсара з урахуванням полярного зазору і струмового кола. Вивчено узгодження вакуумного полярного зазору і шару замикаючого струму з безсиловою магнітосферою монопольної структури. Для перехідного шару між вакуумною та безсиловою областями проаналізовано самоузгоджені розподіли полів, струмів та зарядів, а також досліджено силовий та енергетичний баланс. Показано, що у розглянутому випадку характерний розмір перехідного шару є не меншим за висоту полярного зазору, а замикаючого струму є недисипативним. Дискутуються наслідки отриманих результатів для інтерпретації випромінювання пульсарів. Зокрема, пояснено зв'язок мод радіо- та рентгєнівського випромінювання пульсара PSR B0943+10.

Ключові слова: нейтронна зірка, пульсар, безсилова магнітосфера, полярний зазор, струмове коло пульсара

Статья поступила в редакцию 09.11.2015