

## О СТРУКТУРЕ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ БЕССИЛОВОЙ МАГНИТОСФЕРЫ ПУЛЬСАРА ЗА СВЕТОВЫМ ЦИЛИНДРОМ

*Найдено точное мультипольное решение пульсарного уравнения, которое соответствует полю монополя, смещенного вдоль магнитной оси. На основе этого решения развита модель расщепленного и смещенного монополя, которая, в сравнении с классической моделью расщепленного монополя, лучше представляет бессилловую структуру дипольной магнитосферы пульсара за световым цилиндром. В частности, она позволяет включить внешний зазор в глобальную структуру магнитосферы. По аналогии с этой моделью предложена новая схема бессилловой магнитосферы пульсара, которая впервые самосогласованно включает полярный, внешний и целевой зазоры. Предполагается, что зазоры играют важную роль в замыкании токовой цепи пульсара. Подытожены следствия наших результатов для различных областей пульсарных исследований.*

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

### 1. Введение

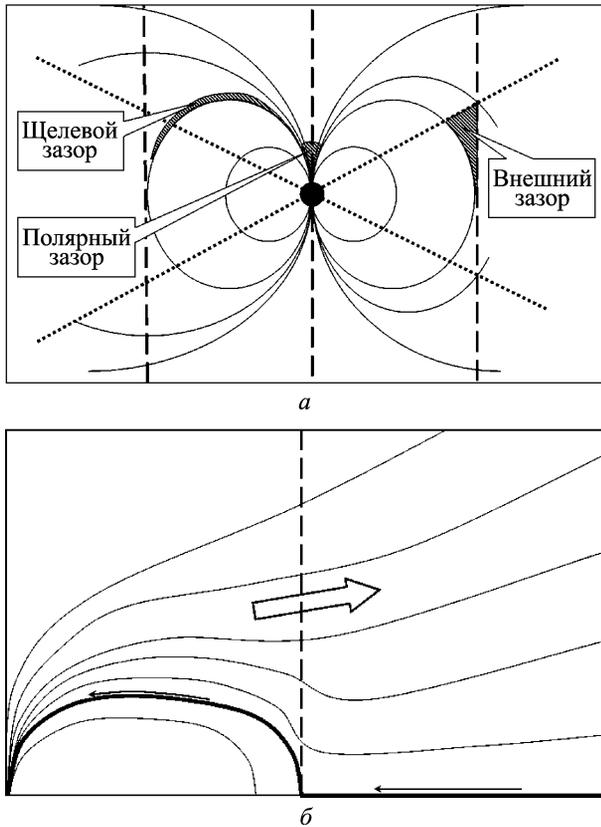
Пульсары – это вращающиеся замагниченные нейтронные звезды [1] с периодами вращения  $\sim 10^{-3} \div 1$  с и напряженностью магнитного поля на поверхности  $\sim 10^9 \div 10^{12}$  Гс. Индукционное электрическое поле может вырывать с поверхности звезды заряженные частицы, заполняя магнитосферу пульсара плазмой [2]. Плазменные частицы движутся вдоль магнитных силовых линий и вращаются вместе со звездой. Совместное вращение нарушается на световом цилиндре, где линейная скорость вращения достигает скорости света. Радиус светового цилиндра, который обычно составляет  $10^2 \div 10^4$  радиусов нейтронной звезды, является основным масштабом магнитосферы.

Общая схема магнитосферы представлена на рис. 1, а. Магнитные силовые линии, замыкающиеся внутри светового цилиндра, эквипотенциальны, и находящаяся на них плазма распределена так, чтобы экранировать ускоряющее продольное электрическое поле,  $\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$ . В трубке открытых магнитных силовых линий, которая пересекает световой цилиндр, продольное электрическое поле достаточно велико для того, чтобы ускорять частицы до энергий  $\sim 10^{12} \div 10^{13}$  эВ, необходимых для развития электрон-позитронного каскада [3]. Возникающая в результате вторичная электрон-позитронная плазма экранирует ускоряющее электрическое поле во всей трубке, исключая небольшие области образования пар, называемые зазорами [3–5] (см. рис. 1, а).

Присутствующая в магнитосфере плазма изменяет изначальную дипольную структуру магнитного поля пульсара. Задача самосогласованного описания токов и полей в магнитосфере пульсара была впервые сформулирована 40 лет назад в виде известного пульсарного уравнения [6–8]. В основе лежит модель вращающегося осесимметричного бессиллового диполя, где магнитная ось совпадает с осью вращения, электромагнитные силы скомпенсированы и инерция частиц не существенна.

Точное аналитическое решение пульсарного уравнения было получено только для (нефизического) случая магнитного монополя, расположенного в центре нейтронной звезды [6], причем бессилловое поле также оказалось монопольным. Для случая магнитного диполя вместо самосогласованного решения пульсарного уравнения были получены решения для нескольких токовых функций специального вида [9–11], однако все они оказались справедливыми только внутри светового цилиндра и не могли быть плавно продолжены на бесконечность.

Самосогласованные распределения тока и магнитного потока в дипольной магнитосфере были найдены численными методами [12–16]. Полученные результаты были обобщены на трехмерный неосесимметричный случай [16–19], были учтены также дифференциальное вращение магнитосферы [20–22] и конечная проводимость плазмы [23, 24]. Все перечисленные работы формально подтверждают справедливость пионерских результатов Контополоса, Казанаса и Фендта [12],



**Рис. 1.** Структура магнитосферы пульсара: *а* – схема осесимметричного вакуумного диполя (сплошными линиями показаны магнитные силовые линии, штрихами – магнитная ось и границы светового цилиндра, пунктиром – нулевые линии); *б* – схема бессиловой модели, рассчитанной в работе [12]. На поверхности нейтронной звезды магнитное поле дипольное,  $f = \rho^2 / (\rho^2 + z^2)^{3/2}$ ; на бесконечности силовые линии становятся радиальными,  $f = f(\rho/z)$ ; за световым цилиндром сепаратриса (жирная линия) проходит вдоль экватора,  $\partial f / \partial \rho = 0$ ; замкнутые силовые линии пересекают экватор перпендикулярно,  $\partial f / \partial z = 0$ . Направление тока показано стрелками. Токовая функция обращается в нуль на магнитной оси и в области замкнутых силовых линий. Обратный ток течет вдоль сепаратрисы и на соседних силовых линиях

однако было замечено [21], что полученное распределение тока, предполагающее протекание части обратного тока вдоль открытых магнитных силовых линий, не может быть реализовано частицами, рождающимися в стационарном полярном зазоре. Это ставит под сомнение само существование стационарной бессиловой конфигурации в пульсарах и означает необходимость пересмотра существующих представлений о физике зазоров и структуре магнитосферы. Трудность включения стационарного полярного зазора в глобальную структуру бессиловой магнито-

сферы пульсара стимулировала развитие исследований нестационарного зазора [25–29]. В настоящей статье предлагается другой подход к решению данной проблемы на основе пересмотра физической модели, лежащей в основе численного моделирования бессиловой магнитосферы пульсара.

В задаче о бессиловой магнитосфере пульсара, как правило, принимается определенный набор граничных условий (см. рис. 1, *б*), который не учитывает наличия зазоров. Эти области нарушения бессилового приближения, действительно, можно считать малыми, так что в основном объеме магнитосфера бессиловая, однако их ролью пренебрегать нельзя. Именно физика зазоров определяет граничные условия в бессиловой области и, фактически, характер бессилового решения.

В настоящей статье предлагается пересмотр стандартных граничных условий с тем, чтобы включить зазоры в глобальную структуру осесимметричной бессиловой магнитосферы пульсара. Будет проведено аналитическое рассмотрение пульсарного уравнения на больших расстояниях от нейтронной звезды и найдено еще одно точное мультипольное решение. Построенная на его основе модель лучше отражает основные особенности бессиловой магнитосферы диполя за световым цилиндром и позволяет включить внешний, полярный и щелевой зазоры в глобальную структуру магнитосферы пульсара.

## 2. Обобщенное мультипольное решение пульсарного уравнения

Стационарная осесимметричная бессиловая магнитосфера описывается пульсарным уравнением [6–8], которое в сферической системе координат  $(r, \theta, \phi)$  с осью вдоль оси пульсара имеет вид (см., например, [30])

$$(1 - r^2 \sin^2 \theta) \left( \frac{\partial^2 f}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2} \right) - (1 + r^2 \sin^2 \theta) \left( \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{\cos \theta}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial f}{\partial \theta} \right) = -AA', \quad (1)$$

где  $f = f(r, \theta)$  – функция магнитного потока,  $A = A(f)$  – токовая функция, штрих обозначает производную по  $f$ . Будем искать мультипольное решение уравнения (1), удовлетворяющее условию

$$\frac{\partial^2 f}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2} - \frac{\text{ctg} \theta}{r^2} \frac{\partial f}{\partial \theta} = 0. \quad (2)$$

Тогда уравнение (1) сводится к

$$r^2 \sin^2 \theta \left( \frac{\partial^2 f}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2} + \frac{\text{ctg} \theta}{r^2} \frac{\partial f}{\partial \theta} \right) = AA'. \quad (3)$$

Решение системы уравнений (2)–(3) на больших расстояниях,  $r \gg 1$ , можно представить в виде

$$f = 1 - \cos \theta + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{b_k(\theta)}{r^k}, \quad (4)$$

где член  $b_0(\theta) = 1 - \cos \theta$  соответствует магнитному потоку монополя и, как известно [6], удовлетворяет пульсарному уравнению вместе с токовой функцией

$$A = f(2 - f). \quad (5)$$

Подставляя выражение (4) в соотношение (2), приходим к уравнению

$$\frac{d^2 b_k(\theta)}{d\theta^2} - \text{ctg} \theta \frac{db_k(\theta)}{d\theta} + k(k+1)b_k(\theta) = 0, \quad k = 1, 2, \dots,$$

которое имеет решение

$$b_k(\theta) = C_k \frac{P_{k-1}(\cos \theta) - P_{k+1}(\cos \theta)}{2k+1}, \quad (6)$$

где  $P_k(\cos \theta)$  – полиномы Лежандра,  $C_k$  – произвольные постоянные.

Подставляя выражения (4), (6) в уравнение (3), приходим к рекуррентному соотношению

$$C_k \frac{\sin^2 \theta}{2k+1} \left\{ \frac{d^2}{d\theta^2} [P_{k-1}(\cos \theta) - P_{k+1}(\cos \theta)] + \text{ctg} \theta \frac{d}{d\theta} [P_{k-1}(\cos \theta) - P_{k+1}(\cos \theta)] + k(k-1) [P_{k-1}(\cos \theta) - P_{k+1}(\cos \theta)] \right\} = AA'. \quad (7)$$

Поскольку  $AA'$  есть функция  $f$ ,

$$AA' = 2f(1-f)(2-f), \quad (8)$$

а  $f$  имеет вид (4),  $AA'$  также представимо в виде ряда по обратным степеням  $r$ . Разлагая выраже-

ние (8) в ряд Тейлора вблизи  $f = b_0(\theta) = 1 - \cos \theta$ , получим

$$AA' = 2 \cos \theta \sin^2 \theta + (6 \cos \theta - 2) \sum_{k=1}^{\infty} b_k r^{-k} - 6 \cos \theta \sum_{k=2}^{\infty} r^{-k} \sum_{i=1}^{k-1} b_i b_{k-i} + 2 \sum_{k=3}^{\infty} r^{-k} \sum_{i=1}^{k-2} \sum_{j=1}^{k-i-1} b_i b_j b_{k-i-j}. \quad (9)$$

Соответственно, величина  $AA'_k$  в правой части соотношения (7) есть коэффициент ряда (9) при  $r^{-k}$ . Левая часть соотношения (7) может быть упрощена с учетом уравнения Лежандра,

$$(1-x^2) \frac{d^2 u}{dx^2} - 2x \frac{du}{dx} + n(n+1)u = 0,$$

где  $x \equiv \cos \theta$ . В результате получим

$$2C_k \sin^2 \theta P_{k+1}(\cos \theta) = AA'_k. \quad (10)$$

Из рекуррентного соотношения (10) можно последовательно найти коэффициенты  $C_k$ ,

$$C_2 = \frac{3}{4} C_1^2, \quad C_3 = \frac{1}{2} C_1^3, \quad C_4 = \frac{5}{16} C_1^4, \quad \dots,$$

а также заключить по индукции, что

$$C_k = \frac{k+1}{2^k} C_1^k. \quad (11)$$

Подставляя выражения (6), (11) в формулу (4), воспользовавшись соотношением

$$(k+1)P_{k+1}(\cos \theta) = (2k+1)\cos \theta P_k(\cos \theta) - kP_{k-1}(\cos \theta)$$

и известной суммой ряда

$$\sum_{k=0}^{\infty} \frac{P_k(z)}{t^{k+1}} = \frac{1}{\sqrt{1-2tz+t^2}},$$

найдем окончательно

$$f = 1 + \frac{1 - (2r/C_1)\cos \theta}{\sqrt{1 - (4r/C_1)\cos \theta + 4r^2/C_1^2}}. \quad (12)$$

Можно видеть, что функция магнитного потока (12) удовлетворяет системе уравнений (2)–(3) во всем пространстве. Таким образом, она представляет собой точное мультиполярное решение пульсарного уравнения.

В цилиндрических координатах  $\rho \equiv r \sin \theta$ ,  $z \equiv r \cos \theta$  функция (12) принимает вид

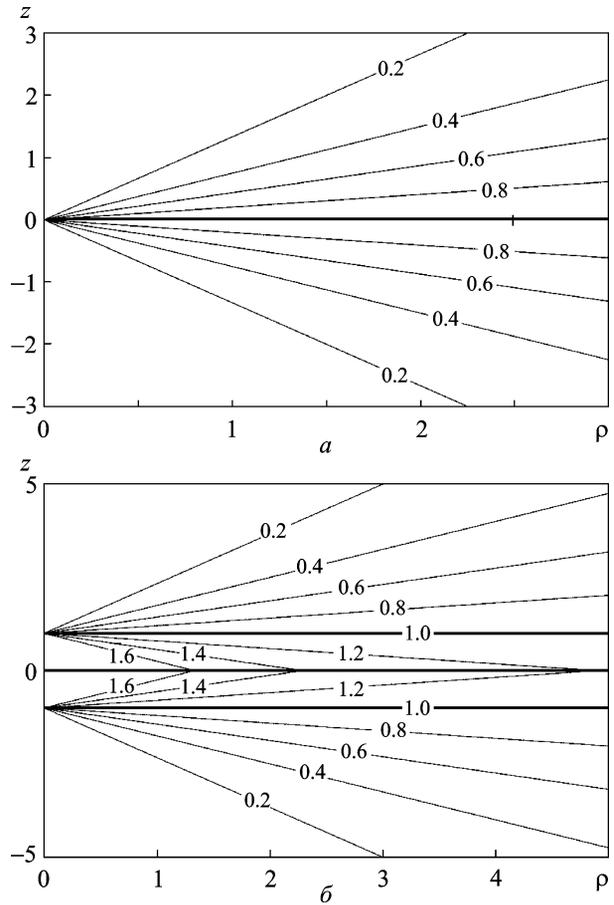
$$f = 1 - \frac{z - C_1/2}{\sqrt{(z - C_1/2)^2 + \rho^2}}, \quad (13)$$

и становится очевидным, что она описывает поле магнитного монополя, смещенного вдоль оси  $z$  на произвольную величину  $C_1/2$ . Следовательно, найденное нами решение является обобщением единственного известного в литературе точного решения пульсарного уравнения, которое соответствует полю монополя, расположенного в начале координат. Как легко видеть из формулы (4), при  $r \rightarrow \infty$  наше решение асимптотически совпадает с функцией магнитного потока для центрированного монополя, а на конечных расстояниях оно представляет собой бесконечную сумму центрированных мультиполей. Ниже будет показано, что поле смещенного монополя лучше моделирует магнитосферу бессилового диполя за световым цилиндром.

### 3. Модель расщепленного и смещенного монополя

Хотя предположение о монопольном магнитном поле нейтронной звезды нереалистично, принято считать, что модель расщепленного монополя (см. рис. 2, *a*), где структура магнитного поля соответствует полю монополя с противоположной полярностью по обе стороны от магнитного экватора, достаточно хорошо представляет магнитосферу бессилового диполя на бесконечности (см., например, [11]). Однако на конечных расстояниях эта модель не учитывает таких характерных особенностей дипольной магнитосферы, как наличие области замкнутых магнитных силовых линий и магнитосферных зазоров. В настоящей статье на основе найденного в предыдущем разделе решения пульсарного уравнения предлагается модель расщепленного и смещенного монополя (см. рис. 2, *б*), которая снимает эти проблемы. В частности, наша модель позволяет включить внешний зазор в глобальную структуру магнитосферы пульсара.

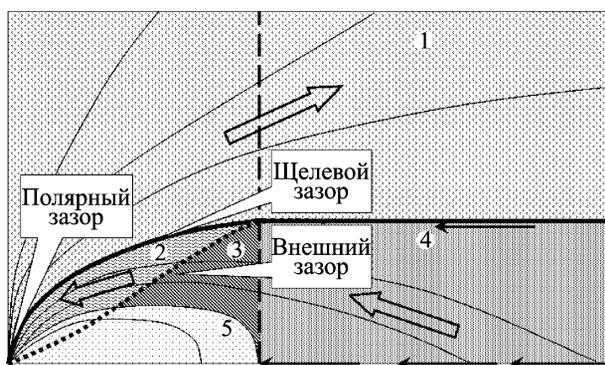
Как известно (см., например, [5]), внешний зазор возникает на пересечении открытых магнитных силовых линий с нулевой линией, вдоль которой обращается в нуль плотность заряда [12]



**Рис. 2.** Вспомогательные бессиловые конфигурации: *a* – классическая модель расщепленного монополя (показаны линии уровня и соответствующие значения функции магнитного потока); *б* – модель расщепленного и сдвинутого монополя. Критические силовые линии и совпадающие с ними нулевые линии, а также магнитный экватор показаны жирными линиями

$$\rho_e = \frac{\Omega}{4\pi c} \frac{1}{1 - \rho^2} \left( A \frac{dA}{df} - \frac{2}{\rho} \frac{\partial f}{\partial \rho} \right), \quad (14)$$

где  $\Omega$  – угловая скорость вращения нейтронной звезды,  $c$  – скорость света. Естественно предположить, что внешний зазор должен полностью находиться внутри светового цилиндра. Тогда за световым цилиндром нулевая линия должна не пересекать магнитные силовые линии, а значит, совпадать с одной из них. Далее, из соображений устойчивости можно ожидать, что полярный и внешний зазоры действуют на разных открытых магнитных силовых линиях, причем через полярный зазор течет прямой ток, а через внешний – обратный (см. рис. 3). Соответствен-



**Рис. 3.** Новая схема осесимметричной бессиловой магнитосферы пульсара: жирно выделена критическая линия, пунктиром показана нулевая линия, штрихами – границы радиуса светового цилиндра, стрелками указано направление тока; 1 – область, подконтрольная полярному зазору, 2 – область протекания обратного тока, 3 – внешний зазор, 4 – экваториальная область, 5 – область замкнутых силовых линий

но, границей между областями действия зазоров будет критическая магнитная силовая линия, на которой полоидальный ток обращается в нуль, т. е.  $A dA/df = 0$ . Таким образом, за световым цилиндром нулевая линия должна совпадать с критической и, как нетрудно усмотреть из формулы (14), проходить параллельно магнитному экватору,  $\partial f/\partial \rho = 0$ . Поскольку критическая линия лежит внутри трубки открытых силовых линий, разграничивая области действия двух зазоров, за световым цилиндром она, а также совпадающая с ней нулевая линия, должна располагаться на некоторой высоте над экватором.

Такая геометрия критической и нулевой линий полностью аналогична модели расщепленного и смещенного монополя (см. рис. 2, б), так что эта модель представляет бессиловую магнитосферу диполя за световым цилиндром лучше, чем стандартная модель расщепленного монополя. Особого рассмотрения требует вопрос о структуре магнитного поля и распределении тока в экваториальной области, между двумя критическими (и совпадающими с ними нулевыми) линиями.

#### 4. Структура магнитного поля в экваториальной области

В случае магнитосферы пульсара (и, соответственно, в обсуждавшихся выше геометрических моделях) по обе стороны от магнитного экватора

токовая функция имеет противоположные знаки. Поэтому если вблизи экватора функция  $A$  не обращается в нуль, то она скачком меняет свое значение, что соответствует присутствию экваториального токового слоя. Так, например, в классическом случае расщепленного монополя вблизи экватора  $f = 1$ ,  $A = \pm 1$  и прямой ток, текущий в обоих полушариях, возвращается к звезде в экваториальном токовом слое. В случае расщепленного и смещенного монополя обратный ток течет вдоль экватора и растекается по магнитным силовым линиям в экваториальной области, подконтрольной внешнему зазору. Поскольку полярный и внешний зазоры действуют независимо, текущие в них токи также формируются независимо. Если хотя бы с одной стороны от критической/нулевой линии  $A$  не обращается в нуль, вдоль этой линии также образуется токовый слой. Представляет интерес изучить возможные конфигурации магнитного поля и соответствующие им распределения обратного тока в экваториальной области, которые могут согласовываться со стандартным решением для смещенного монополя в области действия полярного зазора.

По обе стороны от горизонтальной границы, каковой в данном случае является критическая/нулевая линия на рис. 2, б, допустимы различные пары токовых функций и функций магнитного потока, удовлетворяющие пульсарному уравнению, если только выполняется условие равновесия границы [8, 31]

$$\frac{d}{dz}(B^2 - E^2) = 0. \quad (15)$$

В цилиндрической системе координат напряженности магнитного и электрического полей даются соответственно выражениями

$$\vec{B} = \frac{1}{\rho} \left( -\frac{\partial f}{\partial z}, A, \frac{\partial f}{\partial \rho} \right), \quad \vec{E} = - \left( \frac{\partial f}{\partial \rho}, 0, \frac{\partial f}{\partial z} \right), \quad (16)$$

и для случая (сдвинутого/центрированного) магнитного монополя, описываемого формулами (5), (13), имеем

$$B^2 - E^2 = 1/\rho^4. \quad (17)$$

Рассмотрим простейший случай, когда в экваториальной области отсутствуют токи и заряды.

При этом магнитное поле удовлетворяет соотношению  $\text{rot } \vec{B} = 0$ , которое с учетом формулы (16) принимает вид

$$\frac{\partial^2 f}{\partial \rho^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial f}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = 0, \quad (18)$$

где  $x \equiv C_1/2 \pm z$ . Для того чтобы решение уравнения (18) в экваториальной области стыковалось с решением для смещенного монополя, необходимо выполнение условий

$$f(x)|_{x=0} = 1, \quad \left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{1}{\rho}. \quad (19)$$

Первое из условий (19) означает непрерывность магнитного потока при переходе через границу экваториальной области, второе условие, с учетом формул (15)–(17), обеспечивает равновесие границы.

Решение уравнения (18) будем искать в виде

$$f = 1 + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{f_{2k+1}(x)}{\rho^{2k+1}}. \quad (20)$$

Подставляя выражение (20) в уравнение (18) с учетом условий (19), приходим к рекуррентному уравнению

$$\frac{d^2 f_{2k+1}(x)}{dx^2} = -(4k^2 - 1)f_{2k-1}(x),$$

откуда нетрудно найти, что

$$f_{2k+1}(x) = (-1)^k \frac{\Gamma(k+1/2)}{\sqrt{\pi}\Gamma(k+1)} x^{2k+1}, \quad (21)$$

где  $\Gamma(n)$  – гамма-функция Эйлера. Подставляя соотношение (21) в ряд (20), приходим к функции смещенного монополя (13). Таким образом, в равновесии с бессиловым монополем может находиться вакуумный монополь, причем проведенное рассмотрение показывает, что это единственно возможный вариант.

С целью дальнейшего обобщения монополярного решения рассмотрим пульсарное уравнение с учетом дифференциального вращения [8, 20]

$$(1 - \rho^2 \Omega_f^2) \left( \frac{\partial^2 f}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial f}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} \right) - \frac{2}{\rho} \frac{\partial f}{\partial \rho} =$$

$$= -A \frac{dA}{df} + \rho^2 \Omega_f \frac{d\Omega_f}{df} \left[ \left( \frac{\partial f}{\partial \rho} \right)^2 + \left( \frac{\partial f}{\partial z} \right)^2 \right], \quad (22)$$

где  $\Omega_f$  – угловая скорость вращения магнитосферы с учетом падения потенциала поперек силовой трубки. Интегрирование уравнения (22) для случая магнитного монополя дает

$$A = \Omega_f f(2 - f). \quad (23)$$

Используя формулу (23) в выражениях (16) и учитывая, что в случае дифференциального вращения выражение для электрического поля содержит множитель  $\Omega_f$ , для критической/нулевой линии  $f = 1$  имеем следующее соотношение:  $B^2 - E^2 = 1/\rho^4$ , которое совпадает с соотношением (17) в случае отсутствия дифференциального вращения. Для магнитного экватора имеем  $B^2 - E^2 = 1/(\rho^2 + C_1^2/4)^2$ , здесь также отсутствует зависимость от принятых распределений тока и угловой скорости вращения. Таким образом, в модели расщепленного и смещенного монополя (см. рис. 2, б) в четырех областях, разделенных тремя горизонтальными линиями, могут быть выбраны произвольные пары значений  $(A, \Omega_f)$ , удовлетворяющие соотношению (23). Соответственно, распределение обратного тока может содержать от одного до трех токовых слоев, расположенных на границах указанных областей.

## 5. Новая схема дипольной бессиловой магнитосферы пульсара

На основе модели расщепленного и смещенного монополя общая схема стационарной осесимметричной бессиловой магнитосферы пульсара представляется следующим образом (см. рис. 3). Область открытых силовых линий разделена на две части критической линией, которая за световым цилиндром становится параллельной магнитному экватору и совпадает с нулевой линией. Верхняя часть контролируется полярным зазором, а нижняя – внешним. Щелевой зазор располагается вдоль критической силовой линии, его роль заключается в согласовании областей, контролируемых полярным и внешним зазорами. Отметим, что обычно щелевой зазор помещают на границе между областями открытых и замкнутых силовых линий, однако в данном случае мы исходим

из первоначального определения, согласно которому этот зазор возникает на периферии области действия полярного зазора – там, где ускорение частиц становится малоэффективным.

Представленная на рис. 3 конфигурация зазоров, действующих на разных силовых линиях, подтверждается результатами работы [32], где проводился численный расчет движения плазменных частиц, ускоряемых в зазорах, и было показано, что области, контролируемые разными зазорами, остаются независимыми. В упомянутой работе картина сосуществующих зазоров рассчитана только внутри светового цилиндра, тогда как наша схема включает зазоры в глобальную структуру магнитосферы пульсара.

В экваториальной области за световым цилиндром силовые линии пересекают магнитный экватор, так что здесь можно предполагать диссипацию энергии, связанную с перезамыканием силовых линий. В случае когда диссипативные процессы существенны, они могут влиять на эволюцию вращения нейтронной звезды, а также объяснять нестандартную активность нейтронных звезд, присущую магнетарам. Отметим, что экваториальная область связана с внешними зазорами обоих полушарий. В области, контролируемой полярным зазором, силовые линии уходят на бесконечность, и в ней, по-видимому, развиваются процессы, ответственные за обычную активность радиопульсаров.

Наша схема бессиловой магнитосферы пульсара, представленная на рис. 3, отличается от стандартной [12] (см. рис. 1, б) граничным условием в экваториальной области за световым цилиндром. В обеих схемах выбор этого граничного условия основывается на точном монополюсном решении пульсарного уравнения и соответствующей модели, допускающей аналитическое описание (см. рис. 2, а, б). Соответственно, обе схемы формально обоснованы, однако обе пока еще ожидают подтверждения в ходе более глубокого физического анализа. Отметим, что структура экваториальной части магнитосферы, аналогичная нашей схеме, была получена в работах [33, 34] на основе численных расчетов в рамках электродинамики сильного поля. В упомянутых работах магнитосферные зазоры не включались в рассмотрение, однако уже первая попытка учесть конечную проводимость плазмы и тем самым усложнить стандартную чисто бес-

силовую картину привела к пересмотру экваториальной структуры магнитосферы за световым цилиндром.

В нашей схеме бессиловой магнитосферы токовая цепь пульсара выглядит следующим образом. Ток течет вдоль открытых силовых линий, лежащих в области действия полярного зазора, и возвращается к звезде по силовым линиям, проходящим через внешний зазор. В экваториальной области за световым цилиндром может быть от одного до трех токовых слоев. Более того, не исключена возможность того, что токовая цепь полностью замыкается через систему зазоров и ток вообще не выходит за световой цилиндр. Следует отметить, что ток, проходящий через зазор, не обязательно остается постоянным вдоль силовой линии, как это имеет место в бессиловой области. Изменение полоидального тока вполне может компенсироваться поперечным током в зазоре, так что условие непрерывности по-прежнему выполняется. Обычно предполагают (см., например, [28, 29]), что через зазор течет постоянный полоидальный ток, диктуемый глобальной структурой бессиловой магнитосферы. В нашей картине зазоры являются активными элементами токовой цепи пульсара, которые сами диктуют граничные условия для бессиловой области и фактически определяют характер бессиловой магнитосферы.

## 6. Выводы

Найдено новое точное решение пульсарного уравнения, которое обобщает единственное известное в литературе точное решение [1] на случай монополя, смещенного вдоль магнитной оси, и представляет собой бесконечный ряд центрированных мультиполей. Было показано, что модель на основе смещенного монополя лучше, чем классическая модель расщепленного центрированного монополя, представляет поле бессилового диполя за световым цилиндром. В частности, она позволяет включить внешний зазор в глобальную структуру бессиловой магнитосферы пульсара.

Исходя из развитой в статье модели расщепленного и смещенного монополя, допускающей полное аналитическое описание, предложена новая схема дипольной бессиловой магнитосферы пульсара, впервые самосогласованно включающая полярный, внешний и целевой зазоры. Именно

физика зазоров определяет граничные условия для бессиловой области и, фактически, характер всей магнитосферы. Ток, протекающий по силовым линиям, контролируемым полярным зазором, возвращается к нейтронной звезде через внешний зазор. В нашей схеме зазоры являются активными элементами токовой цепи пульсара. Будучи областями, где нарушается бессиловое приближение, они допускают протекание поперечного тока, так что в соответствии с условием непрерывности полоидальный ток также может меняться. В частности, токовая цепь пульсара может полностью замыкаться через систему магнитосферных зазоров.

Наша модель бессиловой магнитосферы пульсара открывает возможность более детального исследования магнитосферных зазоров. Будучи приведена в соответствие с глобальной структурой магнитосферы, геометрия и физика зазоров должна дать новую важную информацию о свойствах вторичной плазмы и нетеплового излучения высоких энергий, формирующихся в зазорах. Это позволит сделать окончательный вывод относительно того, какой зазор ответствен за наблюдаемое излучение высоких и сверхвысоких энергий, а также понять действующий механизм излучения. Уточненные характеристики вторичной плазмы будут полезны для дальнейшего развития теории распространения радиоволн в магнитосфере, а также могут пролить свет на природу механизма радиоизлучения пульсаров.

Модель осесимметричной стационарной магнитосферы может служить отправной точкой для исследования неустойчивостей в плазменном потоке и, соответственно, интерпретации разнообразных флуктуаций радиоизлучения пульсаров в широком диапазоне временных масштабов, включая те, что еще будут обнаружены в обзорах радиотранзиентов на крупнейших радиотелескопах.

Анализ энергетических потерь пульсара, связанных с перезамыканием силовых линий в экваториальной области, может дать ключ к пониманию нестандартной эволюции вращения нейтронных звезд и их вспышечной активности, особенно ярко проявляющейся в случае магнетаров, а также привести к построению физически обоснованной классификации наблюдательных проявлений нейтронных звезд за пределами классической картины радиопулсаров.

Работа частично поддержана грантом Президента Украины (проект ГФФИ № Ф35/554-2011).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hewish A., Bell S. J., Pilkington J. D. H., Scott P. F., and Collins R. A. Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source // *Nature*. – 1968. – Vol. 217, No. 5130. – P. 709–713.
2. Goldreich P. and Julian W. H. Pulsar Electrodynamics // *Astrophys. J.* – 1969. – Vol. 157, No. 2. – P. 869–880.
3. Ruderman M. A. and Sutherland P. G. Theory of pulsars – Polar caps, sparks, and coherent microwave radiation // *Astrophys. J.* – 1975. – Vol. 196, No. 1. – P. 51–72.
4. Arons J. Pair creation above pulsar polar caps – Geometrical structure and energetics of slot gaps // *Astrophys. J.* – 1983. – Vol. 266, No. 1. – P. 215–241.
5. Cheng K. S., Ho C., and Ruderman M. Energetic radiation from rapidly spinning pulsars. I – Outer magnetosphere gaps. II – VELA and Crab // *Astrophys. J.* – 1986. – Vol. 300, No. 2. – P. 500–521.
6. Michel F. C. Rotating Magnetospheres: an Exact 3-D Solution // *Astrophys. J.* – 1973. – Vol. 180, No. 3. – P. L133–L136.
7. Scharlemann E. T. and Wagoner R. V. Aligned Rotating Magnetospheres. General Analysis // *Astrophys. J.* – 1973. – Vol. 182, No. 3. – P. 951–960.
8. Okamoto I. Force-free pulsar magnetosphere – I. The steady, axisymmetric theory for the charge-separated plasma // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 1974. – Vol. 167, No. 3. – P. 457–474.
9. Michel F. C. Rotating Magnetosphere: a Simple Relativistic Model // *Astrophys. J.* – 1973. – Vol. 180, No. 1. – P. 207–226.
10. Бескин В. С., Гуревич А. В., Истомин Я. Н. Электродинамика магнитосферы пульсара // *ЖЭТФ*. – 1983. – Т. 85, Вып. 2 – С. 401–433.
11. Michel F. C. *Theory of Neutron Star Magnetospheres*. – Chicago: Univ. Chicago Press, 1991. – 533 p.
12. Contopoulos I., Kazanas D., and Fendt C. The Axisymmetric Pulsar Magnetosphere // *Astrophys. J.* – 1999. – Vol. 511, No. 1. – P. 351–358.
13. Gruzinov A. Power of an Axisymmetric Pulsar // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. – Vol. 94, Is. 2. – id. 021101.
14. Komissarov S. S. Simulations of the axisymmetric magnetospheres of neutron stars // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2006. – Vol. 367, Is. 1. – P. 19–31.
15. McKinney J. C. Relativistic force-free electrodynamic simulations of neutron star magnetospheres // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2006. – Vol. 368, Is. 1. – P. L30–L34.
16. Spitkovsky A. Time-dependent Force-free Pulsar Magnetospheres: Axisymmetric and Oblique Rotators // *Astrophys. J.* – 2006. – Vol. 648, No. 1. – P. L51–L54.
17. 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.
18. Bai X. 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.

19. Kalapotharakos C., Contopoulos I., and Kazanas D. The extended pulsar magnetosphere // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2012. – Vol. 420, Is. 4. – P. 2793–2798.
20. Contopoulos I. The coughing pulsar magnetosphere // *Astron. Astrophys.* – 2005. – Vol. 442, No. 2. – P. 579–586.
21. Timokhin A. N. On the force-free magnetosphere of an aligned rotator // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2006. – Vol. 368, Is. 3. – P. 1055–1072.
22. Timokhin A. N. Force-free magnetosphere of an aligned rotator with differential rotation of open magnetic field lines // *Astrophys. Space Sci.* – 2007. – Vol. 308, Iss. 1–4. – P. 575–579.
23. Kalapotharakos C., Kazanas D., Harding A., and Contopoulos I. Toward a Realistic Pulsar Magnetosphere // *Astrophys. J.* – 2012. – Vol. 749, No. 1. – id. 2.
24. Li J., Spitkovsky A., and Tchekhovskoy A. Resistive Solutions for Pulsar Magnetospheres // *Astrophys. J.* – 2012. – Vol. 746, No. 1. – id. 60.
25. Levinson A., Melrose D., Judge A., and Luo Q. Large-Amplitude, Pair-creating Oscillations in Pulsar and Black Hole Magnetospheres // *Astrophys. J.* – 2005. – Vol. 631, No. 1. – P. 456–465.
26. Luo Q. and Melrose D. Oscillating pulsar polar gaps // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2008. – Vol. 387, Is. 3. – P. 1291–1302.
27. Lyubarsky Y. Adjustment of the Electric Charge and Current in Pulsar Magnetospheres // *Astrophys. J.* – 2009. – Vol. 696, No. 1. – P. 320–327.
28. Timokhin A. N. Time-dependent pair cascades in magnetospheres of neutron stars – I. Dynamics of the polar cap cascade with no particle supply from the neutron star surface // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2010. – Vol. 408, Is. 4. – P. 2092–2114.
29. Timokhin A. N. and Arons J. Current flow and pair creation at low altitude in rotation-powered pulsars' force-free magnetospheres: space charge limited flow // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2013. – Vol. 429, Is. 1. – P. 20–54.
30. Timokhin A. N. The differentially rotating force-free magnetosphere of an aligned rotator: analytical solutions in the split-monopole approximation // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2007. – Vol. 379, Is. 2. – P. 605–618.
31. Любарский Ю. Э. Равновесие слоя возвратного тока и структура магнитосферы пульсара // *Письма в АЖ.* – 1990. – Т. 16, № 1. – С. 34–43.
32. Yuki S. and Shibata S. A Particle Simulation for the Pulsar Magnetosphere: Relationship of Polar Cap, Slot Gap, and Outer Gap // *Publications of the Astronomical Society of Japan.* – 2012. – Vol. 64. – id. 43.
33. Gruzinov A. Pulsar Magnetosphere // arXiv: 1101.3100.
34. Gruzinov A. Ohmic Power of Ideal Pulsars // arXiv: 1101.5844.

С. А. Петрова

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

### ПРО СТРУКТУРУ ВІСЕСИМЕТРИЧНОЇ БЕЗСИЛОВОЇ МАГНІТОСФЕРИ ПУЛЬСАРА ЗА СВІТЛОВИМ ЦИЛІНДРОМ

Знайдено точний мультипольний розв'язок пульсарного рівняння, що відповідає полю монополя, зсунутого вздовж магнітної осі. На основі цього розв'язку розвинуто модель розщепленого та зсунутого монополя, що, у порівнянні з класичною моделлю зсунутого монополя, краще репрезентує безсилову структуру дипольної магнітосфери пульсара за світловим цилиндром. Зокрема, вона дозволяє включити зовнішній зазор у глобальну структуру магнітосфери. За аналогією до цієї моделі запропоновано нову схему безсилової магнітосфери пульсара, що вперше самоузгоджено включає полярний, зовнішній та щілинний зазори. Очікується, що зазори відіграють суттєву роль у замиканні струмового кола пульсара. Підсумовано наслідки наших результатів для різних областей пульсарних досліджень.

S. A. Petrova

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

### ON THE STRUCTURE OF PULSAR AXISYMMETRIC FORCE-FREE MAGNETOSPHERE BEYOND THE LIGHT CYLINDER

An exact multipolar solution of the pulsar equation is found, which corresponds to the field of a monopole shifted along the magnetic axis. Based on this solution, the split-offset monopole model is developed, which, as compared to the classical split monopole model, better represents the force-free structure of the pulsar dipolar magnetosphere beyond the light cylinder. In particular, it allows to include the outer gap into the global magnetospheric structure. On the analogy of this model, a new scheme of the pulsar force-free magnetosphere is suggested, which for the first time self-consistently incorporates the polar, outer and slot gaps. The gaps are believed to play an important role in the pulsar current circuit closure. The implications of our results for different fields of pulsar research are outlined.

Статья поступила в редакцию 03.07.2013