

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. Мистецтв, 4, г. Харьков, 61002, Украина
E-mail: petrova@rian.kharkov.ua

ДВУХЖИДКОСТНАЯ МОДЕЛЬ МАГНИТОСФЕРЫ КАК ОСНОВА ОПИСАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРА

Предмет и цель работы: Рассмотрена самосогласованная двухжидкостная модель стационарной осесимметричной магнитосферы пульсара.

Методы и методология: С учетом малости инерциальных эффектов решены уравнения нулевого и первого приближений. Общие результаты применены к случаю малого различия распределений двух сортов частиц в магнитосфере монополярной структуры.

Результаты: Найдены физически обоснованные функции распределения электронной и позитронной составляющих пульсарной плазмы, обеспечивающие бессиловую конфигурацию магнитосферы. Развитый в статье подход позволяет последовательно включить излучение в бессиловую модель магнитосферы пульсара. В рамках нашего рассмотрения проводимость плазмы вдоль полоидального магнитного поля оказывается порядка обратной массы частиц, в отличие от обычно принимаемой в литературе конечной проводимости “безмассовых” частиц.

Заключение: Построенная нами модель содержит важные следствия не только для излучения высоких энергий, но и для радиоизлучения пульсаров. В потоке бессиловой плазмы могут развиваться двухтокавая и диокотронная неустойчивости, приводящие соответственно к генерации радиоизлучения и дрейфу субимпульсов. При этом радиоизлучение пульсара оказывается физически связанным с излучением высоких энергий.

Ключевые слова: бессиловая магнитосфера, двухжидкостная модель, инерциальные эффекты, проводимость пульсарной плазмы, радиоизлучение пульсара

1. Введение

Ключевой проблемой теории пульсаров является структура и физика их магнитосферы. Развитая модель магнитосферы необходима для понимания механизмов радиоизлучения и излучения высоких энергий пульсара и, в конечном счете, для интерпретации наблюдательных данных, получаемых в настоящее время в диапазоне от 10 МГц до 1.5 ТэВ [1, 2].

Традиционно магнитосферу пульсара принято представлять в виде вращающегося в вакууме магнитного диполя [3]. Однако с первых лет исследований пульсаров известно, что находящаяся в магнитосфере плазма должна заметно влиять на электромагнитные поля, изменяя структуру магнитосферы пульсара. В простейшей модели самосогласованного описания токов и полей магнитосфера представляется в виде соосного

ротатора, в котором ось вращения и магнитная ось сонаправлены, ускоряющее продольное электрическое поле полностью экранировано, а электромагнитные силы скомпенсированы. Такая осесимметричная идеальная бессиловая магнитосфера описывается известным пульсарным уравнением [4–6], связывающим магнитный поток и полоидальный ток. Для дипольного случая аналитического решения пульсарного уравнения до сих пор не найдено.

Единственное известное точное решение пульсарного уравнения представляет собой поле магнитного монополя [4]. Принято считать, что обобщения этого решения на случаи расщепленного [7] и сдвинутого монополей [8, 9] отражают основные особенности дипольной магнитосферы вдали от нейтронной звезды. При соответствующем выборе граничных условий на бесконечности решена задача численного моделирования осесимметричного бессилового диполя [10, 11], а также получен ряд новых ре-

зультатов, выходящих за ее рамки: рассчитана модель наклонного бессилового ротатора [12–14]; учтены дифференциальное вращение магнитосферы [15], процессы рождения пульсарной плазмы [16–18], а также эффекты общей теории относительности [19–21]. Будучи непосредственным обобщением решения изначальной бессиловой задачи, упомянутые результаты унаследовали и ее трудности.

В стандартной задаче функции распределения частиц, поддерживающих бессиловую конфигурацию, не рассматриваются. Для бессилового монополя, однако, известно вырожденное решение, соответствующее скольжению частиц вдоль магнитных силовых линий полоидального поля со скоростью света [4]. Позднее это решение было обобщено на случай электромагнитных полей произвольного вида с учетом силы радиационного затухания [22]. На первый взгляд, световое движение “безмассовых” частиц в пренебрежении инерциальными эффектами представляется вполне естественным. Однако при ближайшем рассмотрении возникает ряд противоречий. Во-первых, для реализации бессилового режима необходимо, чтобы плотность энергии частиц была много меньше плотности энергии магнитного поля, тогда как плотность энергии “безмассовых” частиц, движущихся со скоростью света, – величина неопределенная. Во-вторых, бессиловая область не может быть сшита с областью ускорения частиц, где их массой пренебречь нельзя и скорость света не может быть достигнута. В-третьих, световое движение частиц исключает какие бы то ни было радиационные процессы, тогда как именно необходимость интерпретации излучения пульсаров является основным мотивом исследования бессилового магнитосферы. Для разрешения последней проблемы и построения модели излучающей магнитосферы в работах [23–25] было предложено отказаться от условия идеальности и рассматривать “безмассовую” плазму конечной проводимости в частично нескомпенсированном продольном электрическом поле. При таком подходе, однако, проводимость остается произвольной величиной.

Настоящая статья посвящена исследованию самосогласованной двухжидкостной модели магнитосферы пульсара с учетом конечной массы частиц и инерциальных эффектов. Поскольку

общая картина двухжидкостной магнитосферы очень сложна (см., например, [26]), мы рассматриваем предел малой массы и находим невырожденные распределения частиц, обеспечивающие бессиловую конфигурацию в случае магнитного монополя. Построение простейшей невырожденной модели магнитосферы пульсара дает возможность проанализировать общие свойства ее излучения. Раздел 2 посвящен разработке самосогласованной двухжидкостной модели магнитосферы пульсара. Свойства излучения в полученной модели исследованы в Разделе 3. Краткие выводы представлены в Разделе 4.

2. Основы самосогласованной двухжидкостной модели магнитосферы пульсара

Проведем самосогласованное рассмотрение электромагнитных полей и движения частиц в стационарной осесимметричной магнитосфере, заполненной релятивистской электрон-позитронной плазмой. Для удобства изложения напряженности электрического и магнитного полей, \vec{E} и \vec{B} , нормированы на M/R_L^3 , где $M \equiv B_* R_*^3/2$ – магнитный момент нейтронной звезды, R_L – радиус светового цилиндра, B_* – напряженность магнитного поля на поверхности звезды, R_* – ее радиус. Кроме того, электромагнитные силы нормированы на заряд электрона e , скорости – на скорость света c , а расстояния – на радиус светового цилиндра R_L . Принято также, что электромагнитные силы являются доминирующими, а соударениями частиц, давлением и гравитацией можно пренебречь. Тогда уравнение движения для электронов и позитронов имеет вид

$$\xi(\vec{v}_\pm \cdot \nabla) \gamma_\pm \vec{v}_\pm = \pm (\vec{E} + \vec{v}_\pm \times \vec{B}), \quad (1)$$

где оператор ∇ обозначает градиент, \vec{v}_\pm – скорости частиц, $\gamma_\pm \equiv (1 - v_\pm^2)^{-1/2}$ – соответствующие лоренц-факторы и $\xi \equiv 2mc^2 R_L^2 / (eB_* R_*^3)$. Величина ξ представляет собой удвоенное отношение частоты вращения нейтронной звезды, $\Omega \equiv c/R_L$, к гирочастоте на световом цилиндре, $\omega_G = eB_L/mc$ (где $B_L \equiv B_* R_*^3/R_L^3$ – соответствующая напряженность магнитного поля, m – масса покоя электрона), и оценивается как

$$\xi = 10^{-7} P^2 B_{12}^{-1} R_6^{-3}, \quad (2)$$

где P – период вращения пульсара, B_{12} – величина B_* в единицах 10^{12} Гс и R_6 – величина R_* в единицах 10^6 см. Согласно уравнению движения (1), инерциальные эффекты малы при условии $\xi \gamma_{\pm} \ll 1$. Принимая характерное значение лоренц-фактора частиц $\sim 10^2 \div 10^3$ и учитывая оценку (2), можно видеть, что в магнитосфере пульсара это условие всегда выполняется.

2.1. Бессилловое приближение

Рассмотрим сначала двухжидкостную модель магнитосферы в бессилловом приближении, пренебрегая инерциальными эффектами. Уравнение движения в этом случае сводится к

$$\vec{E} + \vec{v}_{\pm} \times \vec{B} = 0. \quad (3)$$

В сферической системе координат (r, θ, φ) с осью вдоль оси пульсара бессилловые поля принято представлять в виде

$$\vec{B} = \frac{\nabla f \times \vec{e}_{\varphi}}{r \sin \theta} + \frac{g}{r \sin \theta} \vec{e}_{\varphi}, \quad \vec{E} = -\nabla f, \quad (4)$$

где f – функция магнитного потока, g – токовая функция, \vec{e}_{φ} – единичный вектор в азимутальном направлении. Выражения (4) обеспечивают выполнение уравнений Максвелла $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ и $\nabla \times \vec{E} = 0$, а также условия идеальности $\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$. Двухжидкостное описание включает также вторую пару уравнений Максвелла,

$$n_+ \vec{v}_+ - n_- \vec{v}_- = \nabla \times \vec{B}, \quad (5)$$

$$n_+ - n_- = \nabla \cdot \vec{E}, \quad (6)$$

где n_{\pm} – концентрации электронов и позитронов, а также уравнение неразрывности для каждого сорта частиц,

$$\nabla \cdot (n_{\pm} \vec{v}_{\pm}) = 0. \quad (7)$$

Скалярное умножение уравнения движения (3) на \vec{e}_{φ} дает

$$(\vec{v}_{\pm}, \nabla f) \equiv 0, \quad (8)$$

где учтено, что вследствие осесимметрии задачи $(\nabla f, \vec{e}_{\varphi}) \equiv 0$. Таким образом, полоидальная скорость частиц, $\vec{v}_{p\pm}$, направлена вдоль магнитных

силовых линий. Скалярное умножение уравнения (3) на ∇f с учетом формулы (8) приводит к явному выражению для полоидальной скорости:

$$\vec{v}_{p\pm} = \nabla f \times \vec{e}_{\varphi} \frac{v_{\varphi\pm} - r \sin \theta}{g}, \quad (9)$$

где $v_{\varphi\pm}$ – азимутальная компонента скорости.

Принимая во внимание, что $(\nabla \times \vec{B})_p = \nabla g \times \vec{e}_{\varphi} / (r \sin \theta)$ и для мультипольных полей $(\nabla \times \vec{B})_{\varphi} \equiv 0$, полоидальная проекция уравнения (5) приводит к соотношениям:

$$g = g(f), \quad n_+ - n_- = -\frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} g \frac{dg}{df}.$$

Тогда с учетом выражений (6) и (4) мы приходим к пульсарному уравнению для мультипольных полей:

$$r^2 \sin^2 \theta \Delta f = g \frac{dg}{df}. \quad (10)$$

Азимутальная компонента уравнения (5) и уравнение (6) дают концентрации частиц

$$n_{\pm} = \frac{v_{\varphi\mp} \nabla \cdot \vec{E}}{v_{\varphi-} - v_{\varphi+}}. \quad (11)$$

С учетом выражений (9)–(11) из уравнения неразрывности (7) можно получить

$$\frac{u_+ - 1}{u_+} \frac{u_-}{u_- - 1} = \eta(f), \quad (12)$$

где $u_{\pm} \equiv v_{\varphi\pm} / (r \sin \theta)$, $\eta(f)$ – произвольная функция.

Для точного решения пульсарного уравнения (10) в форме монополя [4],

$$f = 1 - \cos \theta, \quad g = -f(2 - f), \quad (13)$$

напряженности магнитного и электрического полей имеют вид

$$\vec{B} = (1/r^2, 0, -\sin \theta/r), \quad \vec{E} = (0, -\sin \theta/r, 0),$$

плотности заряда и тока, ρ и \vec{j} , даются выражениями

$$\rho = j_r = -2 \cos \theta / r^2, \quad j_{\theta} = j_{\varphi} = 0,$$

а компоненты скоростей частиц подчиняются соотношениям

$$v_{\theta\pm} = 0, \quad v_{\varphi\pm} = r \sin \theta (1 - v_{r\pm}). \quad (14)$$

Как можно видеть из выражения (14), радиальное скольжение частиц со скоростью света, $\vec{v}_{\pm} = (1, 0, 0)$, – только частный случай; бессиловая конфигурация магнитосферы может поддерживаться и более реалистичными распределениями частиц.

Если бы одна из компонент v_{r+} или v_{r-} была известна, другая получалась бы из выражения (12), а концентрации частиц обоих сортов были бы известны из выражения (11). Мы считаем, что физически значимое выражение для скорости в бессиловом приближении должно определяться из общей двухжидкостной задачи в пределе малой массы частиц.

2.2. Предел малой массы частиц

В настоящем подразделе учтем инерцию частиц. Как уже отмечалось, в условиях магнитосферы пульсара инерциальные эффекты малы. Однако рассмотрение первого приближения по ξ позволит однозначно определить бессиловые величины из условия разрешимости для величин первого порядка малости.

При условии $\xi \ll 1$ величины, входящие в уравнение движения (1), могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_0 + \xi \vec{E}_1 + \dots, \\ \vec{v}_{\pm} &= \vec{v}_{0\pm} + \xi \vec{v}_{1\pm} + \dots, \\ \vec{B} &= \vec{B}_0 + \xi \vec{B}_1 + \dots, \end{aligned} \quad (15)$$

где \vec{E}_0 , \vec{B}_0 – бессиловые поля, даваемые формулами (4); $\vec{v}_{0\pm}$ – бессиловые скорости (9), подчиняющиеся соотношению (12); далее индексы “0” будут опущены.

Линеаризованное уравнение движения имеет вид

$$(\vec{v}_{\pm} \cdot \nabla) \gamma_{\pm} \vec{v}_{\pm} = \pm (\vec{E}_1 + \vec{v}_{1\pm} \times \vec{B} + \vec{v}_{\pm} \times \vec{B}_1).$$

Умножая его скалярно на \vec{B} , можно прийти к соотношению

$$\left(\nabla \left[\gamma_{\pm} (1 - r \sin \theta v_{\varphi\pm}) \right], \vec{B} \right) = \pm (\vec{E} \cdot \vec{B}_1 + \vec{B} \cdot \vec{E}_1). \quad (16)$$

Если предположить, что правая часть выражения (16) равна нулю, т. е. продольное ускоряющее электрическое поле отсутствует и в первом приближении по ξ , то выражение в квадратных скобках должно быть функцией от f и может быть представлено в виде

$$\frac{w_{\pm} + a}{\sqrt{w_{\pm}^2 + 2w_{\pm} + a - bw_{\pm}^2}} = C_{\pm}(f), \quad (17)$$

где $w_{\pm} \equiv (1 - u_{\pm})/u_{\pm}$, $a \equiv 1 - r^2 \sin^2 \theta$, $b \equiv r^2 \sin^2 \theta (\nabla f)^2 / g^2$, а $C_{\pm}(f)$ имеет смысл начального распределения лоренц-фактора для каждого сорта частиц при $r \rightarrow 0$. Решение уравнения (17) относительно w_{\pm} дается выражением

$$w_{\pm} \equiv w_0 = \frac{C_{\pm}^2 - a \pm C_{\pm} \sqrt{(C_{\pm}^2 - a)(1 - a + ab)}}{1 + C_{\pm}^2(b - 1)},$$

которое в случае бессилового монополя (13) сводится к

$$w_0 = C_{\pm}^2 - 1 + r^2 \sin^2 \theta \pm C_{\pm} \sqrt{C_{\pm}^2 - 1 + r^2 \sin^2 \theta}. \quad (18)$$

Поскольку w_0 – величина положительно определенная, перед корнем в выражении (18) должен быть выбран знак “+”.

Как можно видеть из сопоставления уравнения (6) и азимутальной проекции уравнения (5), скорости электронов и позитронов должны отличаться. В то же время нельзя обеспечить выполнение условия неразрывности (12) выбором $C_+ \neq C_-$ в выражении (17). Таким образом, в предположении об отсутствии ускоряющего электрического поля первого порядка, $\vec{E} \cdot \vec{B}_1 + \vec{B} \cdot \vec{E}_1 = 0$, невозможно построить самосогласованную двухжидкостную модель магнитосферы. Отметим, что аналог выражения (18) был независимо получен в работе [27], однако вывод о невозможности такого решения не был сделан.

В общем случае сумма левых частей выражения (16) для двух сортов частиц равна нулю и, следовательно, сумма левых частей выражения (17) является произвольной функцией от f , т. е. существует интеграл движения вида

$$\frac{w_+ + a}{\sqrt{w_+^2 + 2w_+ + a - bw_+^2}} + \frac{w_- + a}{\sqrt{w_-^2 + 2w_- + a - bw_-^2}} = C(f), \quad (19)$$

однако решение такого уравнения было бы слишком громоздким. Имеет смысл обратиться к физически значимому случаю малого отличия распределений электронов и позитронов.

Если принять, что

$$w_{\pm} = w_0 [1 \pm \varepsilon(f)], \quad (20)$$

причем $\varepsilon \ll 1$, то одновременно выполняются и условие неразрывности (12), и уравнение (19), поскольку члены $\sim \varepsilon$ в нем компенсируются, а w_0 является решением уравнения (17). Концентрации частиц (11) теперь могут быть записаны в виде

$$n_{\pm} = \frac{\rho(1+w_0)}{2\varepsilon w_0} \pm \frac{\rho}{2}.$$

Соответственно, величину ε^{-1} можно интерпретировать как фактор размножения плазмы. С другой стороны, согласно выражению (16), ε связано с ускоряющим продольным электрическим полем:

$$\varepsilon \gamma_i^3 \left(\vec{B}, \nabla \frac{w_0(ab-a+1)}{(a+w_0)^3} \right) = \vec{E} \cdot \vec{B}_1 + \vec{B} \cdot \vec{E}_1,$$

где $\gamma_i \equiv C(f)/2$ имеет смысл распределения начального лоренц-фактора частиц обоих сортов, причем в случае магнитного монополя эта связь принимает вид

$$\frac{\varepsilon \sin^3 \theta}{\gamma_i \sqrt{x+1}} \frac{2 + \sqrt{1+x/\gamma_i^2}}{(1 + \sqrt{1+x/\gamma_i^2})^2} = \vec{E} \cdot \vec{B}_1 + \vec{B} \cdot \vec{E}_1, \quad (21)$$

где $x \equiv r^2 \sin^2 \theta - 1$. Ускоряющее электрическое поле (21) определяет продольную проводимость плазмы, $\sigma_0 \equiv \vec{j} \cdot \vec{B} / [\xi (\vec{E} \cdot \vec{B}_1 + \vec{B} \cdot \vec{E}_1)]$, которая в рассматриваемом случае описывается выражением

$$\sigma_0 = \frac{2 \sin \theta \cos \theta \gamma_i \left(1 + \sqrt{1+x/\gamma_i^2} \right)^2}{\xi \varepsilon (x+1)^{3/2} \left(2 + \sqrt{1+x/\gamma_i^2} \right)}. \quad (22)$$

Величина w , даваемая соотношениями (18), (20), полностью описывает бессипловое распределение скоростей обоих сортов частиц. Изменение радиальной и азимутальной скоростей, а также лоренц-фактора с расстоянием от магнит-

ной оси представлено на рис. 1, а–в. Можно видеть, что на расстояниях $r \sin \theta \sim \gamma_i$ характер

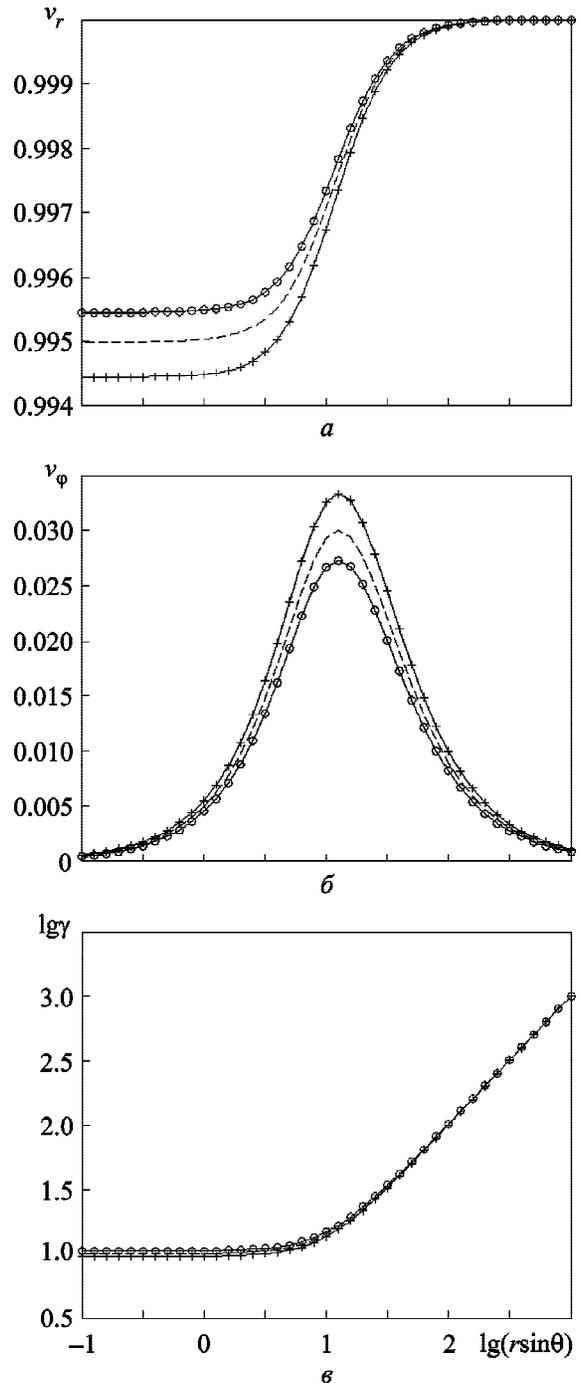


Рис. 1. Характеристики скорости плазменного потока в зависимости от расстояния до магнитной оси при $\gamma_i = 10$, $\varepsilon = 0.1$: а – радиальная компонента скорости; б – азимутальная компонента; в – лоренц-фактор. Кружками отмечены кривые, построенные для электронов, крестиками – для позитронов, пунктиром показаны кривые, соответствующие величине w_0 (см. формулу (18))

движения изменяется и происходит сильное ускорение плазменного потока, так что рассмотренное приближение малой массы частиц, $\xi\gamma_{\pm} \ll 1$, в конце концов нарушается. Распределения продольной проводимости плазмы для различных начальных лоренц-факторов показаны на рис. 2. Они также характеризуются изломом на расстояниях $r \sin \theta \sim \gamma_i$. Очевидно, на таких расстояниях начинают работать глобальные процессы замыкания токовой цепи пульсара и передачи основной части энергии электромагнитного поля частицам. Однако такие процессы существенным излучением не сопровождаются, а для объяснения наблюдаемого излучения представляет интерес область внутри светового цилиндра $r \sin \theta < 1$. Здесь рассмотренное нами приближение надежно выполняется и найденные выражения для концентраций, скоростей и продольной проводимости справедливы.

3. Излучение в двухжидкостной модели магнитосферы

В предыдущем разделе были получены основные характеристики плазменного потока в бессиловой магнитосфере монополярной структуры. Поскольку рассмотрение проводилось в рамках самосогласованной двухжидкостной модели в пределе малости инерциальных эффектов (15), полученные результаты дают простейшее физически значимое описание магнитосферы пульсара. В отличие от принятого в литературе представления о радиаль-

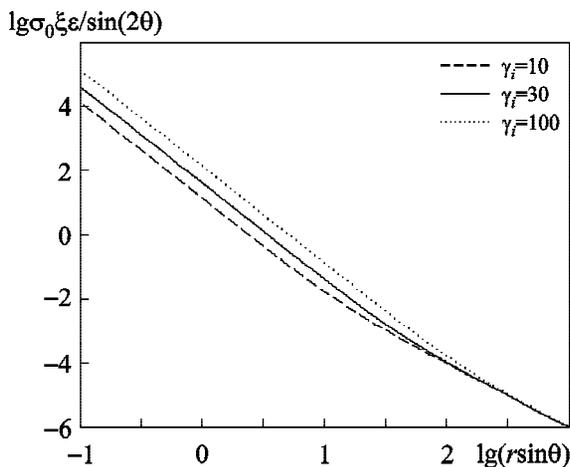


Рис. 2. Продольная проводимость плазмы как функция расстояния до магнитной оси для различных значений начального лоренц-фактора

ном скольжении “бездмассовых” частиц со скоростью света, найденные нами более реалистичные распределения частиц не только обогащают известную бессиловую картину, но и позволяют сделать ряд важных заключений относительно излучения в магнитосфере пульсара.

Как было показано выше, в предположении об отсутствии продольного электрического поля первого порядка невозможно построить самосогласованную двухжидкостную модель. Эта величина определяет различие скоростей электронов и позитронов нулевого порядка, так что бессиловая картина с необходимостью несет в себе информацию об ускоряющем электрическом поле следующего приближения. Соответствующая продольная проводимость (22), $\sigma_0 \sim m^{-1}$, по-видимому, дает более реалистичное представление о процессах ускорения в магнитосфере пульсара, чем обычно используемая в литературе и никак не обоснованная проводимость “бездмассовых” частиц [23–25].

Таким образом, наша модель представляет более подходящей основой для изучения процессов ускорения частиц в магнитосфере пульсара и интерпретации характеристик излучения высоких энергий. Кроме того, она содержит в себе ряд важных следствий для радиоизлучения пульсаров. Относительное движение электронов и позитронов (см. формулу (20)) может приводить к развитию двухпоточковой неустойчивости, которая традиционно считается одним из наиболее вероятных механизмов радиоизлучения пульсаров [28–30]. В нашем рассмотрении температурные эффекты не учитывались и остается неясным, может ли найденное различие скоростей частиц двух сортов обеспечить необходимый инкремент неустойчивости. Следует, однако, отметить, что в нашем случае отличие распределений электронов и позитронов ничем не ограничено и полностью определяется деталями ускорения в продольном электрическом поле первого порядка.

Заметим также, что связь сдвига скоростей двух сортов частиц с ускоряющим электрическим полем может означать физическую связь радиоизлучения и излучения высоких энергий пульсара, причем в данном случае такая связь — неотъемлемое свойство самой магнитосферы.

В нашей модели частицы обоих сортов совершают не только радиальное, но и азимутальное движение. И хотя азимутальные скорости невелики (см. рис. 1, б), сам факт дифференциального вращения может означать развитие диокотронной неустойчивости, которая может объяснять явление дрейфующих субимпульсов [31].

4. Выводы

Мы рассмотрели самосогласованную двухжидкостную модель магнитосферы пульсара в пределе малой массы частиц. Получены невырожденные распределения электронов и позитронов, поддерживающие бессилую конфигурацию монополярной структуры. В отличие от известной в литературе бессильной картины, где частицы движутся радиально со скоростью света, в нашей модели скорости частиц двух сортов различны, не строго радиальны и меньше скорости света, а концентрации не произвольны. Сдвиг скоростей частиц определяется продольным электрическим полем первого порядка, которое оказывается необходимым ингредиентом самосогласованной двухжидкостной модели. Соответственно, продольная проводимость плазмы есть величина $O(m^{-1})$, что принципиально отлично от принимаемой в литературе конечной проводимости “безмассовых” частиц. Обратная проводимость характеризует роль процессов излучения в общем энергетическом балансе магнитосферы. Если в бессильной магнитосфере $\sigma \rightarrow \infty$ и излучение не учитывается, а в стандартных диссипативных моделях [23–25] без физического обоснования излучению приписывается значительная роль, то в нашем случае относительный вклад процессов излучения есть $O(m) \ll 1$. Это должно приводить к совершенно другой картине ускорения и излучения в магнитосфере пульсара.

Полученные в статье результаты могут иметь также важные следствия для радиоизлучения пульсаров. Отличие скоростей электронов и позитронов может приводить к развитию двухпоточковой неустойчивости и генерации плазменных волн, выходящих из магнитосферы в виде радиоизлучения. Связь сдвига скоростей двух сортов частиц с продольным электрическим полем может предопределять связь радиоизлучения с излучением высоких энергий пульсара. Вследствие дифференциального вращения частиц в магнито-

сфере может развиваться диокотронная неустойчивость, которая может объяснять явление дрейфующих субимпульсов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке в рамках проекта “Создание и использование элементов современных радиоастрономических инструментов Украины УТР-2, УРАН, ГУРТ в отечественных и международных низкочастотных астрофизических исследованиях”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Konovalenko A., Sodin L., Zakharenko V., Zarka P., Ulyanov O., Sidorchuk M., Stepkin S., Tokarsky P., Melnik V., Kalinichenko N., Stanislavsky A., Koliadin V., Shepelev V., Dorovskyy V., Ryabov V., Koval A., Bubnov I., Yerin S., Gridin A., Kulishenko V., Reznichenko A., Bortsov V., Lisachenko V., Reznik A., Kvasov G., Mukha D., Litvinenko G., Khristenko A., Shevchenko V. V., Shevchenko V. A., Belov A., Rudavin E., Vasylieva I., Miroshnichenko A., Vasilenko N., Olyak M., Mylostna K., Skoryk A., Shevtsova A., Plakhov M., Kravtsov I., Volvach Y., Lytvinenko O., Shevchuk N., Zhouk I., Bovkun V., Antonov A., Vavriv D., Vinogradov V., Kozhin R., Kravtsov A., Bulakh E., Kuzin A., Vasilyev A., Brazhenko A., Vashchishin R., Pylaev O., Koshovyv V., Lozinsky A., Ivantyshin O., Rucker H. O., Panchenko M., Fischer G., Lecacheux A., Denis L., Coffre A., Griefmeier J.-M., Tagger M., Girard J., Charrier D., Briand C., and Mann G.* The modern radio astronomy network in Ukraine: UTR-2, URAN and GURT2016 // *Exp. Astron.* – 2016. – Vol. 42, Is. 1. – P. 11–48. DOI: 10.1007/s10686-016-9498-x
2. *Ansoldi S., Antonelli L. A., Antonozzi P., Babic A., Bangale P., Barres de Almeida U., Barrio J. A., Becerra González J., Bednarek W., Bernardini E., Biasuzzi B., Biland A., Blanch O., Bonnefoy S., Bonnoli G., Borracci F., Bretz T., Carmona E., Carosi A., Colin P., Colombo E., Contreras J. L., Cortina J., Covino S., Da Vela P., Dazzi F., De Angelis A., De Caneva G., De Lotto B., de Oña Wilhelmi E., Delgado Mendez C., Di Pierro F., Dominis Prester D., Dörner D., Doro M., Einecke S., Eisenacher Glawion D., Elsaesser D., Fernández-Barral A., Fidalgo D., Fonseca M. V., Font L., Frantzen K., Fruck C., Galindo D., García López R. J., Garzarczyk M., Garrido Terrats D., Gaug M., Godinović N., González Muñoz A., Gozzini S. R., Hanabata Y., Hayashida M., Herrera J., Hirotani K., Hóse J., Hrupec D., Hughes G., Idec W., Kellermann H., Knoetig M. L., Kodani K., Konno Y., Krause J., Kubo H., Kushida J., La Barbera A., Las D., Lewandowska N., Lindfors E., Lombardi S., Longo F., López M., López-Coto R., López-Oramas A., Lorenz E., Makariev M., Mallot K., Maneva G., Mannheim K., Maraschi L., Marcote B., Mariotti M., Martínez M., Mazin D., Menzel U., Miranda J. M., Mirzoyan R., Moralejo A., Munar-Adrover P., Nakajima D., Neustroev V., Niedzwiecki A., Nevas Rosillo M., Nilsson K., Nishijima K., Noda K., Orito R., Overkemping A., Paiano S., Palatiello M., Paneque D., Paoletti R., Paredes J. M., Paredes-Fortuny X., Persic M., Poutanen J., Prada Mo-*

- roni P. G., Prandini E., Puljak I., Reinthal R., Rhode W., Ribó M., Rico J., Rodriguez Garcia J., Saito T., Saito K., Satalecka K., Scalzotto V., Scapin V., Schultz C., Schweizer T., Shore S. N., Sillanpää A., Sitarek J., Snidarić I., Sobczynska D., Stamerra A., Steinbring T., Strzys M., Takalo L., Takami H., Tavecchio F., Temnikov P., Terzić T., Tescaro D., Teshima M., Thaele J., Torres D. F., Toyama T., Treves A., Ward J., Will M., and Zanin R. Teraelectron-volt pulsed emission from the Crab Pulsar detected by MAGIC // *Astron. Astrophys.* – 2016. – Vol. 585. – id. A133. DOI: 10.1051/0004-6361/201526853
3. Goldreich P. and Julian W. H. Pulsar Electrodynamics // *Astrophys. J.* – 1969. – Vol. 157. – P. 869–880. DOI: 10.1086/150119
 4. Michel F. C. Rotating Magnetospheres: an Exact 3-D Solution // *Astrophys. J.* – 1973. – Vol. 180. – P. L133–L136. DOI: 10.1086/181169
 5. Scharlemann E. T. and Wagoner R. V. Aligned Rotating Magnetospheres. General Analysis // *Astrophys. J.* – 1973. – Vol. 182. – P. 951–960. DOI: 10.1086/152195
 6. Okamoto I. Force-free pulsar magnetosphere – I. The steady, axisymmetric theory for the charge-separated plasma // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 1974. – Vol. 167, No. 3. – P. 457–474. DOI: 10.1093/mnras/167.3.457
 7. Michel F. C. Theory of neutron star magnetospheres. – Chicago, IL: University of Chicago Press, 1991. – 533 p.
 8. 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
 9. Петрова С. А. О структуре осесимметричной бессиловой магнитосферы пульсара за световым цилиндром // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 2013. – Т. 18, № 3. – С. 201–209.
 10. 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
 11. Gruzinov A. Power of an Axisymmetric Pulsar // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. – Vol. 94, No. 1. – id. 021101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.021101
 12. 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
 13. 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
 14. Tchekhovskoy A., Spitkovsky A., and Li J. G. Time-dependent 3D magnetohydrodynamic pulsar magnetospheres: oblique rotators // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc. Lett.* – 2013. – Vol. 435, No. 1. – P. L1–L5. DOI: 10.1093/mnras/slt076
 15. Contopoulos I. The coughing pulsar magnetosphere // *Astron. Astrophys.* – 2005. – Vol. 442, No. 2. – P. 579–586. DOI: 10.1051/0004-6361:20053143
 16. Chen A. Y. and Beloborodov A. M. Electrodynamics of Axisymmetric Pulsar Magnetosphere with Electron-Positron Discharge: A Numerical Experiment // *Astrophys. J.* – 2014. – Vol. 795. – id. L22. DOI: 10.1088/2041-8205/795/1/L22
 17. Philippov A. A. and Spitkovsky A. Ab Initio Pulsar Magnetosphere: Three-dimensional Particle-in-cell Simulations of Axisymmetric Pulsars // *Astrophys. J.* – 2014. – Vol. 785. – id. L33. DOI: 10.1088/2041-8205/785/2/L33
 18. Philippov A. A., Spitkovsky A., and Cerutti B. Ab Initio Pulsar Magnetosphere: Three-dimensional Particle-in-cell Simulations of Oblique Pulsars // *Astrophys. J.* – 2015. – Vol. 801. – id. L19. DOI: 10.1088/2041-8205/801/1/L19
 19. Gralla S. E. and Jacobson T. Spacetime approach to force-free magnetospheres // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2014. – Vol. 445, No. 3. – P. 2500–2534. DOI: 10.1093/mnras/stu1690
 20. Philippov A. A., Cerutti B., Tchekhovskoy A., and Spitkovsky A. Ab Initio Pulsar Magnetosphere: The Role of General Relativity // *Astrophys. J.* – 2015. – Vol. 815. – id. L19. DOI: 10.1088/2041-8205/815/2/L19
 21. Pétri J. General-relativistic force-free pulsar magnetospheres // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2016. – Vol. 455, No. 4. – P. 3779–3805. DOI: 10.1093/mnras/stv2613
 22. Gruzinov A. Strong-Field Electrodynamics // *ArXiv e-prints.* – 2008. – arXiv:0802.1716
 23. Gruzinov A. Dissipative pulsar magnetospheres // *J. Cosmol. Astropart. Phys.* – 2008. – No. 11. – id. 002. DOI: 10.1088/1475-7516/2008/11/002
 24. 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
 25. 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
 26. Kojima Y. and Oogi J. Numerical construction of magnetosphere with relativistic two-fluid plasma flows // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2009. – Vol. 398, No. 1. – P. 271–279. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2009.15128.x
 27. Beskin V. S. and Rafikov R. R. On the particle acceleration near the light surface of radio pulsars // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2000. – Vol. 313, No. 3. – P. 433–444. DOI: 10.1046/j.1365-8711.2000.03245.x
 28. Asseo E., Pelletier G., and Sol H. A non-linear radio pulsar emission mechanism // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 1990. – Vol. 247. – P. 529–548.
 29. Weatherall J. C. Streaming instability in relativistically hot pulsar magnetospheres // *Astrophys. J.* – 1994. – Vol. 428, No. 1. – P. 261–266. DOI: 10.1086/174237
 30. Asseo E. and Melikidze G. I. Non-stationary pair plasma in a pulsar magnetosphere and the two-stream instability // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 1998. – Vol. 301, No. 1. – P. 59–71. DOI: 10.1046/j.1365-8711.1998.01990.x
 31. Fung P. K., Khechinashvili D., and Kuijpers J. Radio pulsar drifting sub-pulses and diocotron instability // *Astron. Astrophys.* – 2006. – Vol. 445, No. 3. – P. 779–794. DOI: 10.1051/0004-6361:20053040

REFERENCES

1. KONOVALENKO, A., SODIN, L., ZAKHARENKO, V., ZARKA, P., ULYANOV, O., SIDORCHUK, M., STEP-KIN, S., TOKARSKY, P., MELNIK, V., KALINICHEN-

- KO, N., STANISLAVSKY, A., KOLIADIN, V., SHEPELEV, V., DOROVSKYY, V., RYABOV, V., KOVAL, A., BUBNOV, I., YERIN, S., GRIDIN, A., KULISHENKO, V., REZNICHENKO, A., BORTSOV, V., LISACHENKO, V., REZNIK, A., KVASOV, G., MUKHA, D., LITVINENKO, G., KRISTENKO, A., SHEVCHENKO, V. V., SHEVCHENKO, V. A., BELOV, A., RUDAVIN, E., VASYLIEVA, I., MIROSHNICHENKO, A., VASILENKO, N., OLYAK, M., MYLOSTNA, K., SKORYK, A., SHEVTSOVA, A., PLAKHOV, M., KRAVTSOV, I., VOLVACH, Y., LYTVINENKO, O., SHEVCHUK, N., ZHOUK, I., BOVKUN, V., ANTONOV, A., VAVRIV, D., VINOGRADOV, V., KOZHIN, R., KRAVTSOV, A., BULAKH, E., KUZIN, A., VASILYEV, A., BRAZHENKO, A., VASHCHISHIN, R., PYLAEV, O., KOZHOVYY, V., LOZINSKY, A., IVANTYSHIN, O., RUCKER, H. O., PANCHENKO, M., FISCHER, G., LECACHEUX, A., DENIS, L., COFFRE, A., GRIEBMEIER, J.-M., TAGGER, M., GIRARD, J., CHARRIER, D., BRIAND, C. and MANN, G., 2016. The modern radio astronomy network in Ukraine: UTR-2, URAN and GURT2016. *Exp. Astron.* vol. 42, is. 1, pp. 11–48. DOI: 10.1007/s10686-016-9498-x
2. ANSOLDI, S., ANTONELLI, L. A., ANTORANZ, P., BABIC, A., BANGALE, P., BARRES DE ALMEIDA, U., BARRIO, J. A., BECERRA GONZÁLEZ, J., BEDNAREK, W., BERNARDINI, E., BIASUZZI, B., BILAND, A., BLANCH, O., BONNEFOY, S., BONNOLI, G., BORRACCI, F., BRETZ, T., CARMONA, E., CAROSI, A., COLIN, P., COLOMBO, E., CONTRERAS, J. L., CORTINA, J., COVINO, S., DA VELA, P., DAZZI, F., DE ANGELIS, A., DE CANEVA, G., DE LOTTO, B., DE OÑA WILHELMI, E., DELGADO MENDEZ, C., DI PIERRO, F., DOMINIS PRESTER, D., DORNER, D., DORO, M., EINECKE, S., EISENACHER GLAWION, D., ELSAESSER, D., FERNÁNDEZ-BARRAL, A., FIDALGO, D., FONSECA, M. V., FONT, L., FRANTZEN, K., FRUCK, C., GALINDO, D., GARCÍA LÓPEZ, R. J., GARCZARCZYK, M., GARRIDO TERRATS, D., GAUG, M., GODINOVIĆ, N., GONZÁLEZ MUÑOZ, A., GOZZINI, S. R., HANABATA, Y., HAYASHIDA, M., HERRERA, J., HIROTANI, K., HOSE, J., HRUPEC, D., HUGHES, G., IDEC, W., KELLERMANN, H., KNOETIG, M. L., KODANI, K., KONNO, Y., KRAUSE, J., KUBO, H., KUSHIDA, J., LA BARBERA, A., LELAS, D., LEWANDOWSKA, N., LINDFORS, E., LOMBARDI, S., LONGO, F., LÓPEZ, M., LÓPEZ-COTO, R., LÓPEZ-ORAMAS, A., LORENZ, E., MAKARIEV, M., MALLOT, K., MANEVA, G., MANNHEIM, K., MARASCHI, L., MARCOTE, B., MARIOTTI, M., MARTÍNEZ, M., MAZIN, D., MENZEL, U., MIRANDA, J. M., MIRZOYAN, R., MORALEJO, A., MUNAR-ADROVER, P., NAKAJIMA, D., NEUSTROEV, V., NIEDZWIĘCKI, A., NEVAS ROSILLO, M., NILSSON, K., NISHIJIMA, K., NODA, K., ORITO, R., OVERKEMPING, A., PAIANO, S., PALATIELLO, M., PANIQUE, D., PAOLETTI, R., PAREDES, J. M., PAREDES-FORTUNY, X., PERSIC, M., POUTANEN, J., PRADA MORONI, P. G., PRANDINI, E., PULJAK, I., REINTHAL, R., RHODE, W., RIBÓ, M., RICO, J., RODRIGUEZ GARCIA, J., SAITO, T., SAITO, K., SATALECKA, K., SCALZOTTO, V., SCAPIN, V., SCHULTZ, C., SCHWEIZER, T., SHORE, S. N., SIL-LANPÄÄ, A., SITAREK, J., SNIDARIC, I., SOB-CZYNSKA, D., STAMERRA, A., STEINBRING, T., STRZYS, M., TAKALO, L., TAKAMI, H., TAVECCHIO, F., TEMNIKOV, P., TERZIĆ, T., TESCARO, D., TESHIMA, M., THAELE, J., TORRES, D. F., TOYAMA, T., TREVES, A., WARD, J., WILL, M. and ZANIN, R., 2016. Teraelectronvolt pulsed emission from the Crab Pulsar detected by MAGIC. *Astron. Astrophys.* vol. 585, id. A133. DOI: 10.1051/0004-6361/201526853
 3. GOLDREICH, P. and JULIAN, W. H., 1969. Pulsar Electrodynamics. *Astrophys. J.* vol. 157, pp. 869–880. DOI: 10.1086/150119
 4. MICHEL, F. C., 1973. Rotating Magnetospheres: an Exact 3-D Solution. *Astrophys. J.* vol. 180, pp. L133–L136. DOI: 10.1086/181169
 5. SCHARLEMANN, E. T. and WAGONER, R. V., 1973. Aligned Rotating Magnetospheres. General Analysis. *Astrophys. J.* vol. 182, pp. 951–960. DOI: 10.1086/152195
 6. OKAMOTO, I., 1974. Force-free pulsar magnetosphere – I. The steady, axisymmetric theory for the charge-separated plasma. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* vol. 167, no. 3, pp. 457–474. DOI: 10.1093/mnras/167.3.457
 7. MICHEL, F. C., 1991. *Theory of neutron star magnetospheres*. Chicago, IL: University of Chicago Press.
 8. 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
 9. PETROVA, S. A., 2013. On the Structure of Pulsar Axisymmetric Force-Free Magnetosphere beyond the Light Cylinder. *Radio Phys. Radio Astron.* vol. 18, no. 3, pp. 201–209 (in Russian).
 10. 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
 11. GRUZINOV, A., 2005. Power of an Axisymmetric Pulsar. *Phys. Rev. Lett.* vol. 94, no. 1, id. 021101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.021101
 12. 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
 13. 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
 14. TCHEKHOVSKOY, A., SPITKOVSKY, A. and LI, J. G., 2013. Time-dependent 3D magnetohydrodynamic pulsar magnetospheres: oblique rotators. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc. Lett.* vol. 435, no. 1, pp. L1–L5. DOI: 10.1093/mnrasl/slt076
 15. CONTOPOULOS, I., 2005. The coughing pulsar magnetosphere. *Astron. Astrophys.* vol. 442, no. 2, pp. 579–586. DOI: 10.1051/0004-6361:20053143

16. CHEN, A. Y. and BELOBORODOV, A. M., 2014. Electrodynamics of Axisymmetric Pulsar Magnetosphere with Electron-Positron Discharge: A Numerical Experiment. *Astrophys. J.* vol. 795, id. L22. DOI: 10.1088/2041-8205/795/1/L22
17. PHILIPPOV, A. A. and SPITKOVSKY, A., 2014. Ab Initio Pulsar Magnetosphere: Three-dimensional Particle-in-cell Simulations of Axisymmetric Pulsars. *Astrophys. J.* vol. 785, id. L33. DOI: 10.1088/2041-8205/785/2/L33
18. PHILIPPOV, A. A., SPITKOVSKY, A. and CERUTTI, B., 2015. Ab Initio Pulsar Magnetosphere: Three-dimensional Particle-in-cell Simulations of Oblique Pulsars. *Astrophys. J.* vol. 801, id. L19. DOI: 10.1088/2041-8205/801/1/L19
19. GRALLA, S. E. and JACOBSON, T., 2014. Spacetime approach to force-free magnetospheres. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* vol. 445, no. 3, pp. 2500–2534. DOI: 10.1093/mnras/stu1690
20. PHILIPPOV, A. A., CERUTTI, B., TCHEKHOVSKOY, A. and SPITKOVSKY, A., 2015. Ab Initio Pulsar Magnetosphere: The Role of General Relativity. *Astrophys. J.* vol. 815, id. L19. DOI: 10.1088/2041-8205/815/2/L19
21. PÉTRI, J., 2016. General-relativistic force-free pulsar magnetospheres. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* vol. 455, no. 4, pp. 3779–3805. DOI: 10.1093/mnras/stv2613
22. GRUZINOV, A., 2008. Strong-Field Electrodynamics. *ArXiv e-prints*. arXiv:0802.1716
23. GRUZINOV, A., 2008. Dissipative pulsar magnetospheres. *J. Cosmol. Astropart. Phys.* no. 11, id. 002. DOI: 10.1088/1475-7516/2008/11/002
24. 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
25. 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
26. KOJIMA, Y. and OOGI, J., 2009. Numerical construction of magnetosphere with relativistic two-fluid plasma flows. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* vol. 398, no. 1, pp. 271–279. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2009.15128.x
27. BESKIN, V. S. and RAFIKOV, R. R., 2000. On the particle acceleration near the light surface of radio pulsars. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* vol. 313, no. 3, pp. 433–444. DOI: 10.1046/j.1365-8711.2000.03245.x
28. ASSEO, E., PELLETIER, G. and SOL, H., 1990. A nonlinear radio pulsar emission mechanism. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* vol. 247, pp. 529–548.
29. WEATHERALL, J. C., 1994. Streaming instability in relativistically hot pulsar magnetospheres. *Astrophys. J.* vol. 428, no. 1, pp. 261–266. DOI: 10.1086/174237
30. ASSEO, E. and MELIKIDZE, G. I., 1998. Non-stationary pair plasma in a pulsar magnetosphere and the two-stream instability. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* vol. 301, no. 1, pp. 59–71. DOI: 10.1046/j.1365-8711.1998.01990.x
31. FUNG, P. K., KHECHINASHVILI, D. and KUIJPERS, J., 2006. Radio pulsar drifting sub-pulses and diocotron instability. *Astron. Astrophys.* vol. 445, no. 3, pp. 779–794. DOI: 10.1051/0004-6361:20053040

S. A. Petrova

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

TWO-FLUID MODEL OF THE MAGNETOSPHERE AS A BASIS FOR DESCRIPTION OF PULSAR EMISSION

Purpose: The self-consistent two-fluid model for the stationary axisymmetric magnetosphere of a pulsar is considered.

Design/methodology/approach: Taking into account infinitesimal inertial effects, the zero- and first-order equations are solved. The general results are applied to the case of a small difference in the distributions of the two particle species in the magnetosphere of a monopolar structure.

Results: The physically grounded distribution functions for the electron and positron constituents of the pulsar plasma are found, which sustain the force-free configuration of the magnetosphere. The approach developed enables us to consistently incorporate emission into the force-free model of the pulsar magnetosphere. Within the framework of our consideration, the plasma conductivity along the poloidal magnetic field appears of the order of the inverse particle mass, in contrast to the finite conductivity of “massless” particles typically assumed in the literature.

Conclusions: The model constructed has important implications not only for the high-energy emission but also for the radio emission of pulsars. In the force-free plasma flow, the two-stream and diocotron instabilities can develop, leading to the radio emission generation and subpulse drift, respectively. Then, the pulsar radio emission appears physically connected to the high-energy emission.

Key words: force-free magnetosphere, two-fluid model, inertial effects, conductivity of pulsar plasma, pulsar radio emission

C. A. Петрова

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

ДВОРІДИННА МОДЕЛЬ МАГНІТОСФЕРИ ЯК ОСНОВА ОПИСУ ВИПРОМІНЮВАННЯ ПУЛЬСАРА

Предмет і мета роботи: Розглянуто самоузгоджену дворідинну модель стаціонарної вісесиметричної магнітосфери пульсара.

Методи та методологія: З урахуванням малості інерційних ефектів розв'язано рівняння нульового та першого наближень. Загальні результати застосовано до випадку малої відмінності розподілів двох сортів частинок у магнітосфері монопольної структури.

Результати: Знайдено фізично обґрунтовані функції розподілу електронної та позитронної складових пульсарної плазми, що забезпечують безсилову конфігурацію магнітосфери. Розвинутий у статті підхід дозволяє послідовно включити випромінювання у безсилову модель магніто-

сфери пульсара. У межах нашого розгляду провідність плазми вздовж полоїдального магнітного поля є величиною порядку зворотної маси частинок, на відміну від скінченної провідності “безмасових” частинок, що зазвичай припускається в літературі.

Висновок: Побудована нами модель містить важливі наслідки не тільки для випромінювання високих енергій, а й для радіовипромінювання пульсарів. У потоці безсилової плазми можуть розвиватись двопотокова та діокотронна не-

стійкості, що приводять відповідно до генерації радіовипромінювання та дрейфу субімпульсів. При цьому радіовипромінювання пульсара виявляється фізично пов’язаним з випромінюванням високих енергій.

Ключові слова: безилова магнітосфера, дворідинна модель, інерційні ефекти, провідність пульсарної плазми, радіовипромінювання пульсара

Стаття постуила в редакцію 22.08.2016 г.