

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ СМЕРЧ В ВАКУУМНОМ ЗАЗОРЕ ПУЛЬСАРА

*В. М. Конторович**

*Радиоастрономический институт Национальной академии наук Украины
61002, Харьков, Украина*

*Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина
61077, Харьков, Украина*

Поступила в редакцию 2 октября 2009 г.

Получено решение для электромагнитного смерча, описывающее движение в разрядном шнуре пробоя в вакуумном зазоре пульсара. Это решение может послужить объяснением наблюдаемой циркулярной поляризации гигантских импульсов излучения пульсаров.

В излучении небольшого числа быстро вращающихся пульсаров наблюдаются так называемые гигантские импульсы, свойства которых существенно отличаются от обычных [1]. Чрезвычайно малая длительность некоторых гигантских импульсов (до нескольких наносекунд) свидетельствует в пользу того, что они могут возникать при разрядах [2] в вакуумном зазоре [3] в процессе ускорения первичных электронов до гамма-факторов порядка 10^7 . Действительно, релятивистская абберация в первичном пучке сужает раствор конуса излучения до углов $\delta\varphi \sim 10^{-7}$, а вращение с миллисекундными периодами P приводит в этом случае к наносекундным длительностям импульса $\delta t \approx (P/2\pi)\delta\varphi$. Это объяснение согласуется также с тем, что гигантские импульсы наблюдаются именно в быстро вращающихся пульсарах.

Наблюдение циркулярной поляризации гигантских импульсов пульсаров [14], достигающей в отдельных случаях 100%, поставило исследователей перед серьезной проблемой. Действительно, в релятивистской сильнозамагниченной плазме пульсара собственные моды электромагнитных волн являются линейно поляризованными [5–7]. В то же время большие плотности энергии гигантских импульсов [18], сравнимые (в миллисекундных пульсарах) с плотностью энергии магнитного поля вблизи магнитных полюсов, свидетельствуют в пользу

возникновения гигантских импульсов у поверхности звезды, а не на периферии магнитосферы, где поле относительно невелико. В настоящее время объяснение циркулярной поляризации гигантских импульсов пульсаров отсутствует. Предлагаемая модель электромагнитного смерча во внутреннем вакуумном зазоре пульсара открывает новый подход к решению этой проблемы. Квантование смерча в сверхсильном магнитном поле пульсара позволяет также объяснить наблюдаемые полосы в спектре излучения гигантских импульсов.

Мы покажем, что наблюдаемая циркулярная поляризация обоих знаков гигантских импульсов пульсаров естественно объясняется особенностями пробоя в вакуумном зазоре (см. монографию [9] и ссылки в ней). Кулоновское поле расталкивания зарядов в канале разряда (стустке) создает радиальное электрическое поле, ортогональное магнитному. Это, в свою очередь, за счет дрейфа в скрещенных полях приводит к вращению струи разряда вокруг своей оси и, соответственно, к возможности появления циркулярной поляризации генерируемых волн [10]. Благодаря дрейфу, канал разряда превращается в своеобразный вихрь. Практически двумерный характер поля приводит к приблизительно постоянной циркуляции скорости в этом вихре, напоминающем известные смерчи. Однако, в отличие от гидродинамической природы обычных смерчей, смерчи в вакуумном зазоре имеют чисто электродинамическое происхождение.

*E-mail: vkont1001@yahoo.com, vkont@ri.kharkov.ua

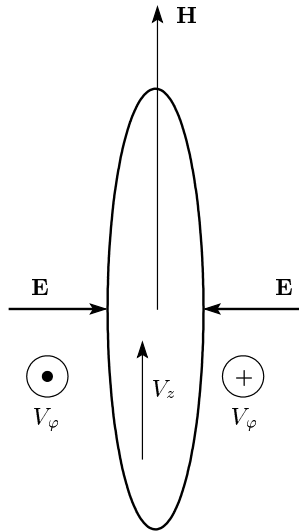


Рис. 1. Кулоновское расталкивание частиц в нити разряда приводит к вращению частиц в скрещенных электрическом и магнитном полях вокруг оси сгустка, превращая его в электромагнитный смерч. Знаки вращения противоположны для электронов и позитронов. Вращение порождает циркулярную поляризацию, наблюдаемую в гигантских импульсах пульсаров (V_z — скорость движения сгустка вдоль магнитного поля \mathbf{H})

Точечному заряду на плоскости или бесконечно тонкой заряженной нити в пространстве соответствует, как известно, логарифмический потенциал $\phi \propto \ln r$ и поле $E_r \propto 1/r$, убывающее обратно пропорционально расстоянию до заряда (нити). Соответственно, так же будет себя вести дрейфовая скорость $V_\varphi \propto 1/r$. Циркуляция скорости при этом постоянна, $I = 2\pi r V_r \approx \text{const}$ (V_r — радиальная скорость), т. е. движение в точности воспроизводит движение в гидродинамическом потенциальном вихре [11]. (С учетом твердотельного вращения на малых расстояниях от оси, полученное решение напоминает вихрь Рэнкина.)

Рассмотрим цилиндрический участок вытянутого вдоль магнитного поля электронного сгустка, обладающего симметрией относительно оси z (рис. 1). Кулоновское поле \mathbf{E} расталкивания зарядов в сгустке предполагаем радиальным по отношению к оси.

Из уравнения для радиального кулоновского поля

$$\text{div } \mathbf{E} = 4\pi\rho \quad (1)$$

в локальной системе цилиндрических координат (z, r, φ) при радиальном распределении простран-

ственного заряда вида¹⁾

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{r_0^4}{r_0^4 + r^4} \quad (2)$$

получаем в двумерном приближении

$$E_r = \frac{2\pi\rho_0 r_0^2}{r} \text{arctg} \frac{r^2}{r_0^2}. \quad (3)$$

На малых расстояниях от оси ($r \ll r_0$) поле имеет вид

$$E_r \approx 2\pi\rho_0 r,$$

на больших расстояниях ($r \gg r_0$) —

$$E_r \approx \frac{\pi^2\rho_0 r_0^2}{r}.$$

Для дрейфовой скорости частиц при $r \gg r_0$ имеем

$$V_\varphi = cE_r/H. \quad (4)$$

Этому соответствует движение с постоянной циркуляцией. (Этот результат связан с двумерностью и не зависит от закона убывания плотности заряда, если только она убывает быстрее, чем $1/r^2$. Последнему условию соответствует конечное значение погонного заряда.)

Получим эти результаты последовательно из уравнений движения. Уравнения движения пробной частицы с зарядом e , массой m и импульсом \mathbf{p} ,

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c}[\mathbf{V} \times \mathbf{H}], \quad (5)$$

в декартовой системе координат с осью z вдоль \mathbf{H} имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{dp_x}{dt} &= eE_x + \frac{eH}{c} V_y, \\ \frac{dp_y}{dt} &= eE_y - \frac{eH}{c} V_x, \end{aligned} \quad (6)$$

или для радиального поля $\mathbf{E}(r)$ —

$$\begin{aligned} \frac{dV_x}{dt} &= \frac{eE}{m} \frac{x}{r} + \frac{eH}{mc} V_y, \\ \frac{dV_y}{dt} &= \frac{eE}{m} \frac{y}{r} + \frac{eH}{mc} V_x, \end{aligned} \quad (7)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ — расстояние до оси.

¹⁾ Такое распределение обеспечивает конечность плотности заряда на оси и достаточно быстрое убывание с удалением от нее, что отвечает конечности полного заряда. Более быстрое убывание отражается лишь на значении численного коэффициента порядка единицы в выражении для асимптотики поля. Квадратичное убывание привело бы к логарифмическим расходимостям заряда и поля.

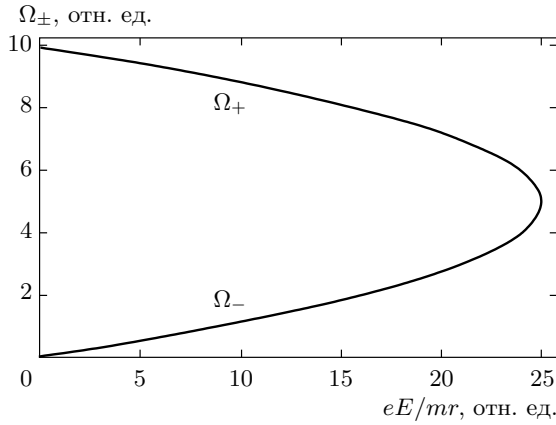


Рис. 2. Поведение угловых скоростей вращения Ω_{\pm} , как функции величины eE/mr , описывающей влияние радиального электрического поля E

Введем в плоскости, ортогональной магнитному полю, комплексные координаты и скорости:

$$\xi = x + iy, \quad w = \frac{d\xi}{dt} = V_x + iV_y. \quad (8)$$

Тогда уравнения (7) переписутся как

$$\frac{dw}{dt} - i\omega_c w = \frac{eE}{mr} \xi, \quad w = \frac{d\xi}{dt}, \quad (9)$$

где $\omega_c = eH/mc$ — циклотронная частота. Уравнение для координаты ξ имеет вид

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} - i\omega_c \frac{d\xi}{dt} - \frac{eE}{mr} \xi = 0. \quad (10)$$

Электрическое поле зависит от расстояния r до оси, которое будем считать постоянным параметром. Мы увидим, что в некоторых интересующих нас случаях это условие выполняется. Тогда уравнение (10) является линейным с коэффициентами, зависящими от параметра r . Ищем его решение в виде

$$\xi = \xi_0(r) \exp [i\Omega(r)t]. \quad (11)$$

Для угловой скорости Ω получим квадратное уравнение

$$\Omega^2 - \omega_c \Omega + \frac{eE}{mr} = 0. \quad (12)$$

Его корни равны (рис. 2)

$$2\Omega_{\pm} = \omega_c \pm \sqrt{\omega_c^2 - 4\frac{eE}{mr}}. \quad (13)$$

Заметим, что $eE > 0$, так как электрическое поле создается этими же зарядами. вещественные корни соответствуют неравенству

$$4eE/mr < \omega_c^2. \quad (14)$$

В условиях сильного магнитного поля пульсара имеется малый параметр

$$\frac{4eE}{mr\omega_c^2} \ll 1. \quad (15)$$

Раскладывая (13) по этому малому параметру, получаем

$$\Omega_+ \approx \omega_c - \frac{eE}{mr\omega_c}, \quad \Omega_- \approx c\frac{E}{Hr}. \quad (16)$$

Первый корень соответствует циклотронному вращению, слегка модифицированному электрическим полем. Второму корню соответствует дрейф в скрещенных полях, который в радиальном электрическом и осевом магнитном полях приобретает характер вращения. Полученные решения напоминают вращающиеся заряженные пучки в плазме [12], различаясь специфическим распределением плотности и поля скоростей.

Для дальнейшего анализа удобно перейти к полярным (цилиндрическим) координатам. Дифференцируя выражение для комплексной координаты $\xi = re^{i\varphi}$, получаем для скорости

$$w = \frac{d\xi}{dt} = \frac{dr}{dt} e^{i\varphi} + i\frac{d\varphi}{dt} r e^{i\varphi} = (V_r + iV_\varphi) e^{i\varphi}, \quad (17)$$

где

$$V_r = \frac{dr}{dt}, \quad V_\varphi = r\frac{d\varphi}{dt}. \quad (18)$$

Подставляя (17) в уравнение (10) и отделяя вещественную и мнимую части, получим систему уравнений для скоростей в полярных координатах:

$$\begin{aligned} \frac{dV_r}{dt} - \frac{V_\varphi^2}{r} + \omega_c V_\varphi - \frac{eE}{m} &= 0, \\ \frac{dV_\varphi}{dt} + \frac{V_\varphi V_r}{r} - \omega_c V_r &= 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Эти уравнения нелинейны (квазилинейны). Стационарные решения, при которых скорости не зависят от времени, соответствуют отсутствию радиального движения, т. е. условиям

$$\begin{aligned} \frac{V_\varphi^2}{r} - \omega_c V_\varphi + \frac{eE}{m} &= 0, \\ \left(\frac{V_\varphi}{r} - \omega_c\right) V_r &= 0. \end{aligned} \quad (20)$$

Они удовлетворяются при

$$V_r = 0 \quad (21)$$

и

$$V_\varphi = r\Omega_{\pm}. \quad (22)$$

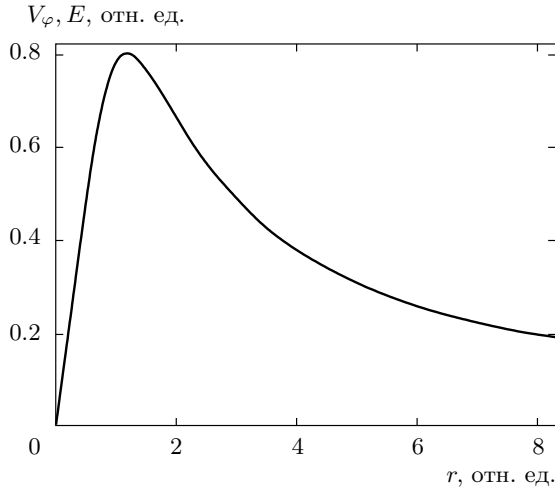


Рис. 3. Зависимость дрейфовой скорости V_φ электромагнитного смерча и радиального электрического поля от расстояния до оси смерча

Таким образом, каждое из решений представляет собой чистое вращение с равной нулю радиальной скоростью. Вращение с дрейфовой скоростью представляет собой электромагнитный вариант смерча.

Уравнения для скоростей в цилиндрических координатах можно также получить непосредственно из векторного уравнения движения, вводя орты \mathbf{e}_r и \mathbf{e}_φ , зависящие от времени. Напомним, что магнитное поле однородно и направлено вдоль оси пробоя, $\mathbf{H} = (0, 0, H) = H\mathbf{e}_z$. Электрическое поле пространственного заряда лежит в ортогональной магнитному полю плоскости и чисто радиально,

$$\mathbf{E} = E(r)\mathbf{e}_r.$$

В проекции на орты \mathbf{e}_r , \mathbf{e}_φ в плоскости xy с учетом движения полярных осей,

$$\frac{d\mathbf{e}_r}{dt} = \frac{V_\varphi}{r} \mathbf{e}_\varphi, \quad \frac{d\mathbf{e}_\varphi}{dt} = -\frac{V_\varphi}{r} \mathbf{e}_r,$$

получаем уравнения движения (19) в полярных координатах. Отметим, что нелинейные слагаемые $-V_\varphi^2/r$ и $V_\varphi V_r/r$ в уравнениях (19) связаны с движением ортов криволинейной системы координат.

Возникающий смерч вдали от оси соответствует классическому движению в обычном смерче с постоянной циркуляцией скорости, поскольку электрическое поле, а с ним и дрейфовая скорость убывают обратно пропорционально расстоянию до оси смерча. Но поведение на оси регулярно, скорость и циркуляция обращаются в нуль (рис. 3). Это соответствует конечной плотности заряда на оси смерча.

Радиальное движение отсутствует только на двух полученных выше решениях, одно из которых в достаточно сильном магнитном поле представляет собой электромагнитный смерч. Рассмотрим, например, что даст нам первое из уравнений (19) в случае $\Omega = \Omega_+ + \Omega_-$. Перепишем его в виде

$$\frac{dV_r}{dt} = (\Omega - \Omega_+)(\Omega - \Omega_-)r.$$

После подстановки $\Omega = \Omega_+ + \Omega_-$ в это уравнение получаем

$$\frac{dV_r}{dt} = \Omega_+\Omega_-r.$$

Согласно теореме Виета, $\Omega_+\Omega_- = eE/mr$. Для dV_r/dt в этом случае (несмотря на наличие магнитного поля) получаем

$$\frac{dV_r}{dt} = \frac{eE}{m}.$$

Учитывая $\Omega_+ + \Omega_- = \omega_c$, мы видим, что стационарное в силу уравнений (19) циклотронное вращение с частотой ω_c будет сопровождаться радиальным расширением пучка, в то время как чистое вращение происходит в условиях точной компенсации радиального движения силой Лоренца со слегка измененной в соответствии с выражениями (16) частотой $\omega_c - eE/mr\omega_c$.

Релятивистские обобщения полученных решений, как легко видеть, достигаются, с одной стороны, заменой $m \rightarrow m\Gamma$, где $\Gamma = \Gamma_1\Gamma_2$ — результирующий лоренц-фактор движения вдоль поля и вращательного движения, что приводит к замене циклотронной частоты $\omega_c = eH/mc$ на ее релятивистское обобщение

$$\omega_c = \frac{eE}{m\Gamma} = \frac{ceH}{\mathcal{E}}. \quad (23)$$

Для этого в уравнении (1) используем известную связь импульса и скорости частицы, $\mathbf{p} = \mathcal{E}\mathbf{V}/c^2$, так как на полученных решениях сохраняется кинетическая энергия \mathcal{E} . С другой стороны, радиальное электрическое поле пространственного заряда также увеличивается в Γ раз в лабораторной системе координат из-за роста плотности заряда в силу лоренцева сокращения продольного масштаба. Поэтому член eE/mr в выражении (13) не изменяется по сравнению со своим значением в собственной системе координат. Однако в лабораторной системе координат существуют продольный ток с плотностью $j_z = c\rho V_z$ и создаваемое им круговое магнитное поле \mathbf{h} , которое должно быть найдено из уравнения Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{h} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}. \quad (24)$$

Для отличной от нуля азимутальной компоненты этого поля уравнение имеет вид

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r h_\varphi) = \frac{4\pi}{c} \rho(r) V_z. \quad (25)$$

Это уравнение отличается от уравнения для радиальной компоненты электрического поля,

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_r) = 4\pi \rho,$$

лишь множителем V_z/c в правой части. Соответствующая компонента силы Лоренца $-(V_z/c)h_\varphi$ направлена по радиусу и, складываясь с силой со стороны радиального электрического поля, действует как результирующее эффективное радиальное поле $E_{\text{eff}} = E(1 - V_z^2/c^2)$, уменьшенное по сравнению с E в Γ^2 раз. Таким образом, для обеих ветвей решения (13), где следует заменить E на E_{eff} , частота вращения в лабораторной системе уменьшается в Γ раз, как и следовало ожидать.

Возвратившись к точному выражению для угловой скорости, видим, что вещественные решения существуют при

$$\frac{eE}{mr} \leq \left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2.$$

В частности, при $r \rightarrow 0$, используя асимптотику $E/r \rightarrow 2\pi\rho_0$, где ρ_0 — плотность заряда на оси смерча, получаем

$$2\omega_p^2 \leq \omega_c^2. \quad (26)$$

Здесь ω_p — плазменная частота, соответствующая концентрации зарядов $n_0 = \rho_0/e$ на оси. Это же условие можно переписать в виде условия для плотностей энергии магнитного поля и плазмы (равенству соответствует так называемый бриллюэновский поток [12])

$$n_0 m c^2 \leq \frac{H^2}{8\pi}. \quad (27)$$

Можно убедиться, что рассмотренное вращательное движение устойчиво относительно малых радиальных возмущений. Для этого изучим влияние малой радиальной скорости $V_r \neq 0$ в пределе $\omega_c \gg eE/mr$, важном для пульсаров. При $V_r \neq 0$, согласно уравнениям движения, появляется отличная от нуля производная дрейфовой скорости

$$\frac{dV_\varphi}{dt} = -V_r \left(\frac{V_\varphi}{r} - \omega_c \right). \quad (28)$$

В свою очередь, это приведет к появлению производной

$$\begin{aligned} \frac{dV_r}{dt} &\approx \left(\frac{2V_\varphi}{r} - \omega_c \right) \delta V_\varphi = \\ &= \left(\frac{2V_\varphi}{r} - \omega_c \right) \frac{\delta V_\varphi}{\delta t} \delta t \approx -V_r \omega_c^2 \delta t. \end{aligned} \quad (29)$$

Видно, что если $V_r > 0$, то производная отрицательна и возмущение будет убывать. Если же $V_r < 0$, то производная положительна и возмущение также будет убывать по абсолютной величине. Таким образом, вытянутый вдоль магнитного поля ступок заряженных частиц одного знака, благодаря совместному действию магнитного поля и поля пространственного заряда, не будет расплываться, а придет во вращение, образуя устойчивый электромагнитный смерч. Благодаря этому вращению, в излучении разряда должна присутствовать циркулярная поляризация. Действительно, как случайные, так и регулярные (из-за кривизны магнитных силовых линий, градиента продольного электрического поля в вакуумном зазоре пульсара и т. п.) отклонения от идеальной осевой симметрии разряда приведут к появлению вращающегося электрического поля вокруг оси ступка и связанной с ним циркулярной поляризации излучения.

Представляет интерес квазиклассическое квантование движения условием

$$mrV_\varphi = n\hbar, \quad (30)$$

где n — целое или полуцелое, что приводит к частоте вращения

$$\Omega_n = n\hbar/mr^2, \quad (31)$$

к макроскопической концентрации n_0 частиц на оси вихря,

$$n_0 \approx n\hbar H / \pi r_0^2 e m c, \quad (32)$$

к не содержащей модельных параметров погонной плотности частиц $N = \pi r_0^2 n_0$ и, соответственно, к току ecN в разрядной струе, зависящему лишь от магнитного поля,

$$N \approx n\hbar H / e m c. \quad (33)$$

Макроскопические квантованные вихри являются неизменным атрибутом теории сверхтекучего гелия [13] и сверхпроводимости [14]. Возможно, что квантование электромагнитных смерчей в пульсарах дополнит этот список.

Полный ток через зазор, равный току Голдрайха–Джулиана, также квантуется и обеспечивается с помощью q вихревых нитей (Ω — угловая скорость вращения звезды, Σ_{PC} — площадь зазора),

$$q = \frac{\Omega m}{\pi n \hbar} \Sigma_{PC}. \quad (34)$$

В основном состоянии для этого требуется $q \approx 10^7$ нитей. Небольшому числу нитей должны соответствовать «ридберговские» состояния с $n \gg 1$.

Частоты вращения образуют полосы, границы которых определяются внутренними и внешними радиусами смерчей. Радиусу $r \approx 10^{-5}$ см соответствует частота $\Omega \approx 10^{10}$ с $^{-1}$ в собственной системе координат. Наличие смерчей могло бы объяснить частотные полосы [15], наблюдаемые в спектре гигантских импульсов.

В излучении гигантских импульсов обнаруживаются оба знака поляризации. При отражении импульса от стенок резонатора знак поляризации может изменяться. Однако, если речь идет об излучении индивидуального разряда во время импульса, этого объяснения недостаточно. Можно предположить, что неустойчивость в сильном электрическом поле приводит к выбросу плазмы, содержащей заряды обоих знаков — электроны и ионы [16]. Сгусток поляризуется так, что на одном его конце возникает избыток зарядов одного, а на втором — другого знака. Поэтому его концы приходят во вращение в противоположных направлениях, что может обеспечить появление в излучении поляризаций обоих знаков. Заметим, что параметры дрейфа, в том числе угловые скорости вращения на низкочастотной ветви, в главном приближении определяются только полями и не зависят от масс дрейфующих частиц.

Рассмотрим теперь решение уравнений (19) в более общем случае, не предполагая отсутствия радиального движения. В условиях пульсара естественно пренебрежение диамагнитным эффектом уменьшения продольного магнитного поля, возникающим в смерче круговым током. Уравнение для V_φ тогда можно рассматривать как линейное при заданном радиальном движении:

$$\frac{dV_\varphi}{dt} + \frac{V_r}{r} V_\varphi = \omega_c V_r. \quad (35)$$

Его решение может быть записано в виде

$$V_\varphi(t) = V_\varphi(t_0) \exp \left[- \int_{t_0}^t dt_1 \frac{V_r(t_1)}{r(t_1)} \right] - \omega_c \int_{t_0}^t dt_1 V_r(t_1) \exp \left[\int_{t_1}^t dt_2 \frac{V_r(t_2)}{r(t_2)} \right].$$

Учитывая, что $V_r = dr/dt$, преобразуем интегрирование по времени к интегрированию по радиальной координате. Интеграл в экспоненте перейдет в

$$\int_{r(t)}^{r(t_1)} \frac{dr}{r} = \ln \frac{r(t_1)}{r(t)},$$

а выражение для азимутальной скорости сведется к

$$V_\varphi(t) = V_\varphi(t_0) \frac{r(t_0)}{r(t)} - \omega_c \frac{r^2(t) - r^2(t_0)}{2r(t)}. \quad (36)$$

Заметим, что радиальное электрическое поле войдет в это решение через функцию $r(t)$. Уравнение для радиальной компоненты скорости,

$$\frac{dV_r}{dt} = F(r) \equiv \frac{V_\varphi^2(r)}{r} - \omega_c V_\varphi(r) + \frac{eE(r)}{m}, \quad (37)$$

при известной скорости $V_\varphi(r)$ интегрируется в квадратурах:

$$V_r = \frac{dr}{dt} = \pm \left(2 \int^r dr F(r) \right)^{1/2}, \quad (38)$$

что приводит к уравнению для траектории $t(r)$:

$$t = t_0 \pm \int^r dr \left(2 \int^r dr F(r) \right)^{-1/2}. \quad (39)$$

До сих пор электрическое поле было произвольной функцией расстояния от оси вихря. Это верно для решений, представляющих собой чистое вращение с постоянным значением радиальной координаты. В стационарном случае можно написать весьма громоздкое самосогласованное интегродифференциальное уравнение для поля. В условиях пульсара существенной является нестационарность задачи, и уравнение для поля становится еще более громоздким. Эти случаи только подчеркивают исключительную простоту и элегантность решений, описывающих электромагнитные вихри.

Автор благодарен О. М. Ульянову за многочисленные обсуждения и Я. М. Соболеву за полезное замечание.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Вакуумный зазор и его пробой в пульсарах (краткий обзор)

Идея вакуумного зазора [3] вблизи магнитных полюсов пульсара, где частицы ускоряются продольным электрическим полем до лоренц-факторов порядка 10^7 и рождают электрон-позитронные пары [2], лежит в основе современной теории магнитосферы пульсаров и механизмов как жесткого (рентгеновский и гамма диапазоны), так и мягкого (радиодиапазон) их излучения [7, 9, 17–20]. Ускоряясь

до ультрарелятивистских скоростей, частица излучает жесткие γ -кванты (за счет излучения кривизны [21], а также посредством комптоновского рассеяния более мягкого излучения — теплового [22] или заполняющего резонатор, которым может являться вакуумный зазор [23]). В силу релятивистской аберрации γ -кванты излучаются по касательной к силовой линии магнитного поля, а на высотах, где угол между магнитным полем и импульсом γ -кванта достаточно велик [9], рождают электрон-позитронные пары [24, 25]. Образующаяся релятивистская плазма уносится по силовым линиям магнитного поля от звезды, порождая новые электрон-позитронные пары за счет излучения γ -квантов следующих поколений, образуя каскад [26, 27]. Позитронная компонента в нижних слоях магнитосферы над зазором, где еще сильно продольное электрическое поле, поворачивает к звезде [28]. Плазма становится заряженной с плотностью Голдрайха–Джулиана $\rho_{GJ} = -\Omega \cdot \mathbf{H}/2\pi c$. Возвращающиеся к звезде потоки позитронов также излучают соосные γ -кванты, которые рождают пары вблизи поверхности звезды, образуя своеобразный виртуальный катод, обращенный в нуль продольное электрическое поле на ее поверхности [28].

Существенно, что разряды, напоминающие молнии в резонаторе Земля–ионосфера [29], происходят спорадически, образуя (стационарный) случайный процесс [30]. Поэтому виртуальный катод также не представляет собой сплошную поверхность, а является набором быстро сменяющих друг друга пятен, определяемых мгновенной конфигурацией разрядов на поверхности полярной шапки. На ее поверхности будут сосуществовать и сменять друг друга как области с нулевым, так и с сильным продольным электрическим полем, что позволяет разрядам возникать в результате стекания зарядов с микроскопических заострений на поверхности звезды. Заострения (вершины застывших гравитационных или капиллярных волн) возникают в сверхсильных магнитных и электрических полях, ортогональных поверхности, в результате неустойчивости в этих условиях гладкой границы²⁾ с вакуумом как у металла, так и у диэлектрика (см. ссылки в работах [16, 31, 32]). Этот сценарий представляется весьма вероятным и позволяет объяснить возникновение больших плот-

ностей тока в разрядных струях, не прибегая к каскаду. (Начало каскаду, приводящему к струям в вакуумном зазоре, может дать также рождение в зазоре пар фоновыми космическими γ -квантами.) Однако каково бы ни было происхождение разряда, он должен быть дискретным и нести ток значительно большей плотности, чем плотность тока Голдрайха–Джулиана [9]. В его развитии должна быть фаза, когда разряд представляет собой близкий по форме к цилиндрическому вытянутый сгусток заряженных частиц, движущийся в вакууме вдоль магнитного поля с релятивистской скоростью. Именно такая модель рассматривается в основном тексте данной статьи и приводит к превращению разрядных струй в электромагнитные смерчи, способные порождать циркулярную поляризацию излучаемых ими электромагнитных волн. Совокупность наблюдательных данных о гигантских импульсах пульсаров дает основания считать, что они действительно генерируются в вакуумном зазоре и наблюдаются через просветы в магнитосфере открытых силовых линий [33]. Их малая длительность может быть связана с релятивистской аберрацией при излучении релятивистской струи разряда [34], большие яркостные температуры — как с аберрацией, так и со свойствами зазора как резонатора [5, 33, 35], локализация по фазе — с наличием волноводов [33], а степенные распределения по энергиям — с вероятностями возникновения просветов в магнитосфере [36].

ЛИТЕРАТУРА

1. T. H. Hankins, J. S. Kern, J. C. Weatherall, and J. A. Eilek, *Nature* **422**, 141 (2003).
2. P. A. Sturrock, *Astrophys. J.* **164**, 529 (1971).
3. M. A. Ruderman and P. G. Sutherland, *Astrophys. J.* **196**, 51 (1975).
4. T. H. Hankins and J. A. Eilek, *Astrophys. J.* **670**, 693 (2007).
5. А. С. Волокитин, В. В. Красносельских, Г. З. Мачабели, *Физика плазмы* **11**, 531 (1985).
6. J. Arons and J. J. Barnard, *Astrophys. J.* **302**, 120 (1986).
7. В. С. Бескин, *УФН* **167**, 689 (1997); **169**, 1169 (1999).
8. V. A. Soglasnov, M. V. Popov, N. Bartel et al., *Astrophys. J.* **616**, 439 (2004).
9. В. С. Бескин, *Осесимметричные стационарные течения в астрофизике*, Физматлит, Москва (2006).

²⁾ Впрочем, необычный, возможно игольчатый, характер границы в столь сильных магнитных полях может предоставить другие возможности для стекания зарядов. Оно может также носить характер взрывной автоэлектронной эмиссии с разрушением эмитирующего участка и его дальнейшим восстановлением.

10. V. M. Kontorovich, <http://www.ioffe.ru/astro/NS2008/index.html>.
11. Н. Lamb, *Hydrodynamics*, Dover, New York (1932).
12. Р. Девидсон, *Теория заряженной плазмы*, Мир, Москва (1978).
13. Р. Фейнман, *Статистическая механика*, Мир, Москва (1978).
14. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, Москва (1987).
15. J. A. Eilek and T. H. Hankins, *AIP Conf. Proc.* **983**, 51 (2008); arXiv:astro-ph/0701.252.
16. Н. М. Зубарев, *ЖЭТФ* **121**, 624 (2002).
17. Ф. Г. Смит, *Пульсары*, Мир, Москва (1979).
18. Р. Манчестер, Дж. Тэйлор, *Пульсары*, Мир, Москва (1980).
19. И. Ф. Малов, *Радиопульсары*, Наука, Москва (2004).
20. *Neutron Stars and Pulsars*, ed. by W. Becker, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (2009).
21. М. М. Комессаров, *Nature* **225**, 612 (1970).
22. Н. С. Кардашев, И. Г. Митрофанов, И. Д. Новиков, *Астрон. ж.* **61**, 1113 (1984).
23. В. М. Конторович, А. Б. Фланчик, *ЖЭТФ* **133**, 996 (2008).
24. Н. П. Клепиков, *ЖЭТФ* **26**, 19 (1954).
25. T. Erber, *Rev. Mod. Phys.* **38**, 626 (1966).
26. J. K. Daugherty and A. K. Harding, *Astrophys. J.* **252**, 337 (1982).
27. А. Г. Гуревич, Я. Н. Истомин, *ЖЭТФ* **89**, 3 (1985).
28. А. К. Harding and A. G. Muslimov, *Astrophys. J.* **556**, 987 (2001).
29. П. В. Блюх, А. П. Николаенко, Ю. Ф. Филиппов, *Глобальные электромагнитные резонансы в полости Земля-ионосфера*, Наук. думка, Киев (1977).
30. В. М. Конторович, *Радиофизика и радиоастрономия* **11**, 308 (2006); *Вопросы атомной науки и технологии* вып. 3, 194 (2007).
31. М. Шлиомис, *УФН* **112**, 445 (1974).
32. А. G. Muslimov and A. I. Tsygan, *Astrophys. and Space Sci.* **152**, 71 (1989).
33. V. M. Kontorovich, arXiv:astro-ph/0911.3272.
34. J. Gil and G. I. Melikidze, *Astron. and Astrophys.* **432**, L61 (2005).
35. M. D. T. Young, in *IAU Symp. 218 «Young Neutron Stars and Their Environments»*, ed. by F. Camilo and B. M. Gaensler, San Francisco, arXiv:astro-ph/0310411, ASP (2004), p. 365.
36. Г. С. Голицын, *ДАН* **398**, 117 (2004); *Письма в Астрон. ж.* **31**, 500 (2005).