

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Радиопульсары — уже пятьдесят лет!

В.С. Бескин

Прошло уже 50 лет после открытия радиопульсаров, однако наше понимание природы активности этих удивительных объектов нельзя назвать удовлетворительным. Несмотря на значительный прогресс, достигнутый в понимании основных свойств радиопульсаров, согласия в отношении таких ключевых вопросов, как природа когерентного радиоизлучения или же механизм преобразования электромагнитной энергии пульсарного ветра в энергию частиц, пока нет. Представлена попытка изложить основные результаты, полученные в области теории магнитосферы нейтронных звёзд. Кроме того, сформулированы, казалось бы, достаточно простые вопросы, остающиеся, однако, открытыми фактически с самого начала исследования радиопульсаров. Без их решения, похоже, никакое движение вперёд невозможно.

Ключевые слова: радиопульсары, магнитосфера пульсара, пульсарный ветер

PACS numbers: 01.65. + g, 95.30.Qd, 97.60.Gb

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.10.038216>

Содержание

1. Пульсарные хроники (377).

- 1.1. Древний мир (до 1967 г.). 1.2. Эллада (1968–1973 гг.).
1.3. Рим (1973–1983 гг.). 1.4. Средневековье (1983–1999 гг.).
1.5. Ренессанс (1999–2006 гг.). 1.6. Индустриальная революция
(2006–2014 гг.). 1.7. Новое время (после 2014 г.).

2. Несколько неудобных вопросов (389).

- 2.1. Старые забытые... 2.2. Продольный ток. 2.3. Так как же
тормозятся радиопульсары?

3. Теория Бескина – Гуревича – Истомина тридцать лет спустя (398).

- 3.1. Теория магнитосферы. 3.2. Теория излучения.

4. Заключение (404).

5. Приложение (405).

Список литературы (405).

1. Пульсарные хроники

1.1. Древний мир (до 1967 г.)

О возможном существовании нейтронных звёзд (при массе порядка солнечной $M \approx M_{\odot} = 1,99 \times 10^{33}$ г они имеют радиус R лишь 10–15 км) было известно задолго до открытия радиопульсаров. Они были предсказаны

В. Бааде и Ф. Цвикки [1] ещё в середине 1930-х годов¹. Однако из-за их чрезвычайно малого размера долгое время считалось, что обнаружить одиночные нейтронные звёзды будет очень трудно. Лишь буквально за несколько месяцев до открытия пульсаров Ф. Пачини [4] догадался, что такие звёзды должны иметь очень малые периоды вращения $P \sim 1$ с и сверхсильные магнитные поля $B_0 \sim 10^{12}$ Гс и, значит, быть мощными источниками энергии; впрочем, о предсказании, что нейтронные звёзды должны быть яркими космическими источниками в радиодиапазоне, здесь речи, конечно же, не шло [5]. По этой причине никаких поисковых наблюдений организовано не было, и радиопульсары были случайно обнаружены в 1967 г. Дж. Белл и А. Хьюишем в рамках другой наблюдательной программы [6]. Напомним, что возможность зарегистрировать тепловое рентгеновское излучение от аккрецирующих нейтронных звёзд в тесных двойных системах было чётко сформулировано [7–9], и рентгеновские пульсары были обнаружены после запуска первого же космического рентгеновского телескопа [10].

1.2. Эллада (1968–1973 гг.)

Период 1968–1973 гг. — замечательная эпоха простых и наглядных образов, которые, тем не менее, позволяли интуитивно понять природу происходящих процессов. Казалось бы, что может быть проще намагниченного шара, вращающегося в вакууме? Однако такой простой модели оказалось достаточно, чтобы описать основные свойства радиопульсаров [11]. Так, очень быстро стало ясно, что именно вращение нейтронной звезды является причиной чрезвычайной стабильности следования импульсов [12, 13] и что именно кинетическая энергия

В.С. Бескин. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
Московский физико-технический институт (государственный университет),
Институтский пер. 9, 141700 Долгопрудный, Московская обл.,
Российская Федерация
Тел. (499) 132-65 95
E-mail: beskin@lpi.ru

Статья поступила 31 июля 2017 г.,
после доработки 3 октября 2017 г.

¹ Известная работа Л.Д. Ландау [2], в которой рассматривалась возможность существования звезды с ядерной плотностью, была опубликована за несколько месяцев до открытия нейтрона [3].

вращения является тем резервуаром, откуда черпается активность радиопульсаров.

Одновременно, как уже говорилось, была сформулирована и основная идея, согласно которой механизм энерговыделения должен быть связан с электродинамическими процессами [4]. До сих пор хрестоматийное выражение для магнитодипольных потерь

$$W_{\text{tot}}^{(V)} = -I_r \Omega \dot{\Omega} = \frac{1}{6} \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} \sin^2 \chi \sim 10^{32} B_{12}^2 P^{-4} \text{ эрг с}^{-1} \quad (1)$$

(B_0 — магнитное поле на полюсе, $I_r \sim MR^2$ — момент инерции звезды, χ — угол наклона оси магнитного диполя к оси вращения) используется для оценки энергетических потерь радиопульсаров. Здесь и далее в подобных формулах $B_{12} = B_0/(10^{12} \text{ Гс})$, $\dot{P}_{-15} = \dot{P}/10^{-15}$, а период $P = 2\pi/\Omega$ измеряется в секундах. Обращая соотношение (1), получаем очень простое выражение для оценки магнитного поля:

$$B_{12} \approx (\dot{P} \dot{P}_{-15})^{1/2}. \quad (2)$$

Напомним, что момент истины был связан именно с соотношением (1), поскольку после открытия пульсара в Крабовидной туманности ($P \approx 33$ мс, $\dot{P}_{-15} \approx 420$)² две уже известных к тому времени величины, а именно полное энерговыделение Крабовидной туманности $5 \times 10^{38} \text{ эрг с}^{-1}$ (эту энергию нужно было постоянно инжектировать в туманность, чтобы обеспечить её оптическое излучение за счёт синхротронных потерь) и так называемый динамический возраст $\tau_D = P/2\dot{P} \approx 1000$ лет, соответствующий исторической сверхновой 1054AD, нашли своё естественное объяснение.

Кстати, эта простая модель позволила сделать первый шаг и в понимании того, что радиопульсары могут быть источниками космических лучей. Дело в том, что для миллисекундных радиопульсаров (а самый быстрый из более чем 2600 известных на сегодняшний день пульсаров действительно имеет период $P \approx 1,39$ мс) и для достаточно больших магнитных полей $B_0 \sim 10^{13}$ Гс разность потенциалов между полюсом и экватором вращающейся замагниченной сферы,

$$\Delta V \approx \frac{\Omega R}{c} B_0 R, \quad (3)$$

достигает 10^{20} В, т.е. максимальной энергии, наблюдаемой в космических лучах. Подобная же оценка была сделана и Дж. Острайкером и Дж. Ганном [14] для энергии частиц, ускоряемых в электромагнитной волне, уходящей от вращающейся нейтронной звезды. Если бы все радиопульсары рождались с достаточно малыми периодами (сейчас уже окончательно ясно, что это не так [15]), то вопрос о происхождении космических лучей мог бы быть решён [16, 17].

Однако уже через несколько лет стало ясно, что замагниченный шар, вращающийся в вакууме, всё же слишком далёк от реальности. Как показал П. Старрок в 1971 г. [18], в сверхсильном магнитном поле радиопульсаров ключевую роль должен играть процесс однофотонной конверсии жёстких гамма-квантов в элект-

ронно-позитронные пары:

$$\gamma + (B) \rightarrow e^+ + e^- + (B). \quad (4)$$

В результате магнитосфера нейтронной звезды будет очень быстро заполняться заряженными частицами, что неизбежно должно привести к полной перестройке динамики торможения радиопульсаров.

Действительно, вращение замагниченной нейтронной звезды в вакууме неизбежно приводит к появлению за пределами пульсара продольного электрического поля $E_{\parallel} \sim (\Omega R/c)B$. Любая первичная частица, попавшая в эту область, будет ускорена до ультрарелятивистских энергий $\mathcal{E}_e \gg m_e c^2$. При этом, вследствие исключительной малости времени синхротронного высвечивания, которое при магнитных полях $B_0 \sim 10^{12}$ Гс для электронов (и позитронов) составляет лишь

$$\tau_s \sim \frac{1}{\omega_B} \frac{c}{\omega_B r_e} \sim 10^{-15} \text{ с}, \quad (5)$$

($\omega_B = eB/m_e c$ — гирочастота, $r_e = e^2/m_e c^2$ — классический радиус электрона), движение частиц становится возможным лишь вдоль магнитных силовых линий. А поскольку магнитные силовые линии искривлены, первичные частицы будут излучать жёсткие гамма-кванты с характерной частотой (так называемое "изгибное излучение" [19])

$$\omega_{\text{cur}} \sim \frac{c}{R_c} \left(\frac{\mathcal{E}_e}{m_e c^2} \right)^3, \quad (6)$$

где R_c — радиус кривизны магнитной силовой линии. При этом именно изгибные потери будут ограничивать энергию частиц $\mathcal{E}_e$. Действительно, записав уравнение энергии в виде

$$\frac{d\mathcal{E}_e}{dt} = eE_{\parallel} - \frac{2}{3} \frac{e^2}{R_c^2} \left(\frac{\mathcal{E}_e}{m_e c^2} \right)^4, \quad (7)$$

получаем для максимальной энергии первичных частиц

$$\mathcal{E}_{\text{max}} \sim \left(\frac{R_c^2 E_{\parallel}}{e} \right)^{1/4} m_e c^2 \sim (10^7 - 10^8) \text{ МэВ}. \quad (8)$$

Далее, изгибные гамма-кванты, распространяясь практически прямолинейно в искривлённом магнитном поле, начинают двигаться под всё большими и большими углами θ_b к магнитному полю, пока в конце концов не превратятся во вторичные электронно-позитронные пары (синхротронные фотоны, излучаемые вторичными частицами при их переходе на нижние уровни Ландау, при этом также вступают в игру). Это связано с тем, что вероятность однофотонной конверсии (4) фотона с энергией $\mathcal{E}_{\text{ph}}$, распространяющегося под углом θ_b к магнитному полю B , вдали от порога $\mathcal{E}_{\text{ph}} = 2m_e c^2$ имеет вид [20]

$$w = \frac{3\sqrt{3}}{16\sqrt{2}} \frac{e^3 B \sin \theta_b}{\hbar m_e c^3} \exp \left(-\frac{8}{3} \frac{B_{\text{cr}}}{B \sin \theta_b} \frac{m_e c^2}{\mathcal{E}_{\text{ph}}} \right). \quad (9)$$

Здесь величина

$$B_{\text{cr}} = \frac{m_e^2 c^3}{e \hbar} \approx 4,4 \times 10^{13} \text{ Гс} \quad (10)$$

² Теперь $P \approx 34$ мс.

соответствует критическому магнитному полю, при котором энергетическая щель между двумя ближайшими уровнями Ландау становится порядка энергии покоя электрона: $\hbar\omega_B = m_e c^2$. Соответственно, для не слишком больших длин пробега фотонов $l_\gamma < R$ получаем простую оценку

$$l_\gamma = \frac{8}{3A} R_c \frac{B_{cr}}{B} \frac{m_e c^2}{\mathcal{E}_{ph}}, \quad (11)$$

где логарифмический фактор для характерных параметров вблизи поверхности нейтронной звезды

$$A \approx \ln \left[\frac{e^2 \omega_B R_c}{\hbar c} \left(\frac{B_{cr}}{B} \right)^2 \left(\frac{m_e c^2}{\mathcal{E}_{ph}} \right)^2 \right] \approx 20. \quad (12)$$

Напомним, что, в отличие от электрического поля, магнитное поле не может рождать частицы. Однако оно может играть роль катализатора, позволяющего выполнить законы сохранения энергии и импульса для рассматриваемого здесь процесса. Именно поэтому рождение пары невозможно, когда фотон распространяется вдоль магнитных силовых линий: вероятность рождения (9) в этом случае равна нулю.

В результате процесс рождения вторичных частиц будет стремительно нарастать благодаря ускорению вторичных частиц, излучению ими изгибных фотонов и т.д. Этот процесс будет остановлен, лишь когда вторичная электронно-позитронная плазма будет экранировать продольное электрическое поле $E_{||}$. Кстати, это означает, что радиопульсары должны быть и источниками позитронов, однако гораздо меньших энергий, чем следует из оценки (3).

Таким образом, стало ясно, что магнитосфера пульсара должна быть заполнена электронно-позитронной плазмой. Поэтому с начала 1970-х годов всё чаще стала рассматриваться более реалистичная модель магнитосферы, в которой продольное электрическое поле было полностью заэкранировано ($E_{||} = 0$). Действительно, появление продольного электрического поля в некоторой области немедленно привело бы к резкому ускорению плазмы и, как следствие, к взрывному рождению вторичных частиц.

С другой стороны, хорошо известно, что при полном экранировании продольного поля плазма начинает вращаться вместе со звездой как твердое тело, этот процесс имеет место в магнитосферах Земли и Юпитера [21]. Именно это свойство и дало ключ к пониманию природы активности радиопульсаров.

Прежде всего, твердотельное вращение становится невозможным на достаточно большом расстоянии от оси вращения $r_\perp > R_L$, где скорость вращения сравнялась бы со скоростью света (рис. 1). Здесь

$$R_L = \frac{c}{\Omega} \quad (13)$$

— так называемый радиус светового цилиндра. Для обычных радиопульсаров с периодами 0,1–1 с получаем $R_L \sim 10^9 - 10^{10}$ см, т.е. световой цилиндр находится на расстояниях, в тысячи раз превосходящих размер нейтронной звезды. Далее, легко оценить размер так называемой полярной шапки: $R_{cap} \approx R_0$, где

$$R_0 = \left(\frac{\Omega R}{c} \right)^{1/2} R, \quad (14)$$

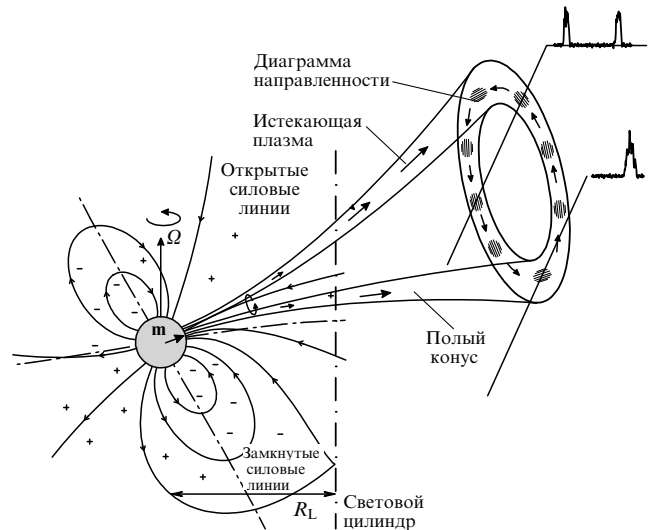


Рис. 1. Основные элементы магнитосферы пульсара и геометрическая модель "полого конуса". Падение потенциала вблизи магнитных полюсов приводит к дополнительному вращению истекающей плазмы вокруг магнитной оси. Здесь и далее плюсы и минусы показывают знак плотности заряда.

т.е. области вблизи магнитных полюсов нейтронной звезды, из которой магнитные силовые линии уходят за пределы светового цилиндра. Для обычных радиопульсаров размер полярной шапки составляет всего несколько сот метров. Соответственно, площадь полярной шапки удобно записать в виде $s = f_* \pi R_0^2$, где $f_* \approx 1$.

Важность полярных шапок состоит в том, что заряженные частицы, двигаясь вдоль магнитных силовых линий, могут покинуть магнитосферу нейтронной звезды. Как уже отмечалось, такое движение возникает не только благодаря малости ларморовского радиуса по сравнению с другими характерными размерами, но и вследствие исключительной малости времени синхротронного высвечивания. В результате в магнитосфере возникают два семейства силовых линий. Открытые силовые линии, выходящие из полярных шапок, пересекают световой цилиндр и уходят за пределы магнитосферы, тогда как остальные силовые линии замыкаются в пределах светового цилиндра. Плазма, находящаяся в замкнутой области, оказывается захваченной, в то время как частицы, находящиеся на открытых силовых линиях, могут покинуть магнитосферу.

Уже такая простая модель магнитосферы позволила В. Радхакришнану и Д. Коку [22] (а позже Л. Остеру и В. Зиберу [23]) сформулировать так называемую "модель полого конуса", которая замечательным образом объяснила все основные морфологические свойства излучения радиопульсаров. Действительно, генерация вторичной электронно-позитронной плазмы должна быть подавлена вблизи магнитных полюсов, где благодаря почти прямолинейным магнитным силовым линиям интенсивность изгибного излучения также существенно понижается и, кроме того, изгибные гамма-кванты, испущенные релятивистскими частицами, распространяются под малыми углами к магнитному полю, что также снижает вероятность рождения вторичных пар.

В результате, как показано на рис. 1, можно предположить, что в центральной части открытых силовых линий плотность истекающей плазмы будет сильно по-

давлена. Если теперь сделать достаточно разумное предположение, что радиоизлучение напрямую связано с истекающей релятивистской плазмой, то в центральной части диаграммы направленности можно ожидать существенного понижения интенсивности радиоизлучения. В результате при боковом пересечении диаграммы направленности следует ожидать одnogорбый средний профиль, тогда как при центральном прохождении — двойной. Если не погружаться в детали, именно такая ситуация и имеет место в действительности [24].

В эти же первые годы исследования радиопульсаров были выделены три основных параметра, определяющих ключевые электродинамические процессы. Первый из них — плотность электрического заряда, которая необходима, чтобы экранировать продольное электрическое поле; вблизи поверхности нейтронной звезды

$$\rho_{GJ} = -\frac{\Omega \mathbf{B}}{2\pi c}. \quad (15)$$

Эта величина, введённая П. Гольдайхом и П. Джулианом в 1969 г. [25], определяет характерную концентрацию частиц $n_{GJ} = |\rho_{GJ}|/|e|$ (порядка 10^{12} см^{-3} около поверхности звезды), а также, что гораздо более важно, характерную плотность тока $j_{GJ} = c\rho_{GJ}$. Как мы увидим, именно продольный электрический ток, циркулирующий в магнитосфере, будет играть ключевую роль.

Вторым параметром является множественность рождения частиц λ ,

$$\lambda = \frac{n_e}{n_{GJ}}, \quad (16)$$

который показывает, насколько концентрация частиц вторичной плазмы превышает критическую концентрацию n_{GJ} . Наконец, третий параметр — так называемый параметр замагниченности σ_M ,

$$\sigma_M = \frac{1}{4\lambda} \frac{eB_0\Omega^2 R^3}{m_e c^4}, \quad (17)$$

введённый в том же 1969 г. Ф.К. Майкелем [26]. Он равен максимально возможному значению лоренц-фактора частиц $\gamma_{\max}$, который достигается, если вся энергия W_{tot} (1) будет передана гидродинамическому течению частиц $\dot{N}m_e c^2 \Gamma$. Здесь

$$\dot{N} = \lambda \pi R_0^2 n_{GJ} c \quad (18)$$

— скорость эжекции электронно-позитронной плазмы, а величиной Γ мы в дальнейшем будем обозначать гидродинамический лоренц-фактор истекающей плазмы. В выражении (17) мы для ясности добавили индекс "М", поскольку сейчас для σ используется другая величина $\sigma = \sigma_M/\Gamma = W_{\text{em}}/W_{\text{part}}$, а именно, отношение потока энергии электромагнитного поля к потоку энергии частиц. Используя соотношение (1), можно переписать определение (17) в совсем простом виде [27]:

$$\sigma_M = \frac{1}{\lambda} \left(\frac{W_{\text{tot}}}{W_A} \right)^{1/2}. \quad (19)$$

Здесь $W_A = m_e^2 c^5 / e^2 \approx 10^{17} \text{ эрг с}^{-1}$ — минимальное энерговыделение "центральной машины", при котором становится возможным ускорение частиц до релятивистских энергий ($\sigma_M \sim 1$ при $\lambda = 1$ и $W_{\text{tot}} = W_A$).

Таким образом, за первые несколько лет после открытия радиопульсаров были получены ответы на боль-

шинство ключевых вопросов (периодичность импульсов связана с вращением, энергетический источник — это кинетическая энергия вращения, механизм выделения энергии — электродинамический). Единственно, что оставалось выяснить, как это всё-таки работает... Действительно, необходимо было понять, как энергия уносится от вращающейся нейтронной звезды на бесконечность, каков энергетический спектр истекающей плазмы и, конечно же, каков механизм наблюдаемого когерентного радиоизлучения (а этот механизм действительно должен быть когерентным, поскольку яркостная температура составляет обычно $T_{\text{br}} \sim 10^{28} \text{ К}$ [15], а в отдельных гигантских импульсах может достигать и величин 10^{38} К [28]). До сих пор ответы на большинство из этих вопросов нам неизвестны...

1.3. Рим (1973–1983 гг.)

В эту эпоху были сформулированы первые строгие законы, касающиеся всех основных направлений исследований, таких как процессы рождения вторичной плазмы, пульсарной магнитосферы и пульсарного ветра. Прежде всего, были предложены две детальные модели рождения электронно-позитронной плазмы вблизи поверхности нейтронной звезды. Этот процесс становится возможным благодаря непрерывному оттоку плазмы вдоль открытых силовых линий, из-за чего в районе магнитных полюсов образуется область ("gap" — зазор) с продольным электрическим полем. Ниже мы будем называть его внутренним зазором, чтобы отличать от других областей в магнитосфере, где могут возникать продольные электрические поля. При этом высота зазора определяется механизмом рождения вторичных частиц. Как считалось в то время, большинство вторичных частиц будут рождаться вне области ускорения первичных частиц, где продольное электрическое поле уже малó, так что вторичная плазма может свободно покинуть магнитосферу нейтронной звезды.

Первая модель была предложена в 1975 г. М. Рудерманом и П. Сазерлендом [29], а также группой В. Эйдмана [30]. В этой модели предполагалось, что эжекция частиц с поверхности звезды не играет заметной роли, поскольку в то время считалось [31–35], что работа выхода частиц с поверхности нейтронной звезды $A_w \sim 1–5 \text{ кэВ}$, входящая, например, в выражение для тока холодной эмиссии [36, 37]

$$j(E) = \frac{e^3 B_0}{8\pi^2 \hbar c (2m_e A_w)^{1/2}} E \exp \left[-\frac{(8m_e A_w^3)^{1/2}}{3\hbar e E} \right], \quad (20)$$

достаточно велика³. Соответственно, не учитывалась и термоэмиссия [39] (о ней мы поговорим подробнее в разделе 2.1.2). В результате, анализируя выражения (6) и (9)–(11), легко получить оценку для падения потенциала, необходимого для рождения вторичной плазмы [29]:

$$\begin{aligned} \psi_{\text{RS}} &\approx \frac{m_e c^2}{e} \left(\frac{\hbar}{m_e c} \right)^{-3/7} R_c^{4/7} R_L^{-1/7} \left(\frac{B_0}{B_{\text{cr}}} \right)^{-1/7} \approx \\ &\approx 6 \times 10^{12} B_{12}^{-1/7} P^{-1/7} R_7^{4/7} \text{ В}. \end{aligned} \quad (21)$$

³ Отличие в предэкспоненциальном множителе от классической формулы Фаулера–Нордхайма [38] связано с квантующим действием магнитного поля, изменяющим плотность состояний электронов в коре нейтронной звезды.

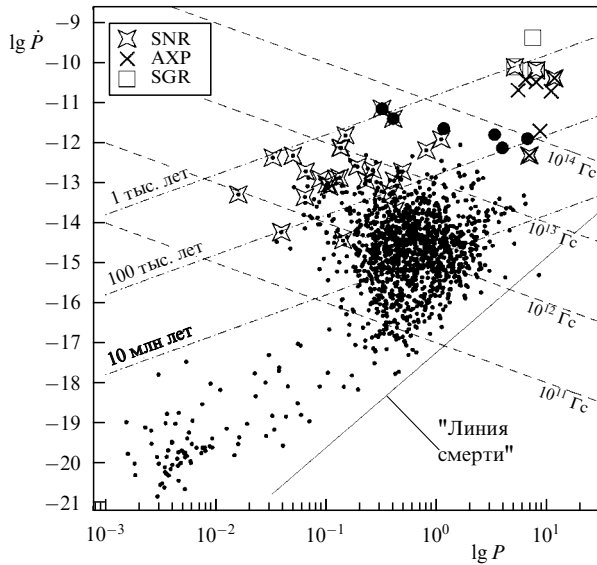


Рис. 2. "Линия смерти" на диаграмме период P — производная периода $\dot{P}$, соответствующая модели Рудермана–Сазерленда [29]. SNR — пульсары в остатках сверхновых, AXP — аномальные рентгеновские пульсары, SGR — источники повторяющихся рентгеновских всплесков.

Здесь $R_7 = R_c/(10^7 \text{ см})$. Соответственно, для высоты зазора получаем

$$H_{RS} \approx \left(\frac{\hbar}{m_e c} \right)^{2/7} R_c^{2/7} R_L^{3/7} \left(\frac{B_0}{B_{cr}} \right)^{-4/7} \approx 10^4 B_{12}^{-4/7} P^{3/7} R_7^{2/7} \text{ см.} \quad (22)$$

Напомним, что именно условие $\psi_{RS} = \psi_{\max}$ (или, что то же самое, $H_{RS} = R_0$), где

$$\psi_{\max} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Omega R}{c} \right)^2 R B_0 \quad (23)$$

— максимально возможное падение потенциала в области внутреннего зазора, и есть математическое определение "линии смерти" на диаграмме $P-\dot{P}$ (рис. 2), ниже которой рождение вторичной плазмы (а значит, и работа нейтронной звезды в режиме радиопульсара) невозможно.

Однако позже, когда более точные расчёты показали [40–43], что работа выхода электронов на порядок меньше, чем предполагалось ранее ($A_w \sim 100 \text{ эВ}$), группой Дж. Аронса была выдвинута альтернативная модель [44–46], в которой падение потенциала было уже заметно меньше,

$$\frac{\psi_A}{\psi_{RS}} \approx \left(\frac{\Omega R}{c} \right)^{1/2}. \quad (24)$$

Именно эта модель со свободным выходом частиц и рассматривалась в последующие тридцать лет как наиболее адекватная модель, несмотря на то что и она содержала несомненные проблемы (например, в её первоначальной версии рождение частиц происходило лишь на обращённой к ближайшему полюсу половине полярной шапки).

Важность этих моделей заключалась в том, что были впервые определены множественность рождения вторичных частиц λ и их энергетический спектр. Начиная с первых работ Дж. Даугерти и А. Хардинг в 1982 г. [47]

стало ясно, что множественность не может превышать значений 10^4-10^5 . В частности, это означало, что концентрация частиц около поверхности звезды $\lambda n_{GJ} \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ слишком мала, чтобы можно было зарегистрировать аннигиляционную линию 511 кэВ. Соответственно, параметр замагниченности σ_M также не превышает значений 10^3-10^4 для большинства пульсаров и может достигнуть значений 10^6 лишь для молодых источников (Crab, Vela).

Отметим, что значения λ и σ_M , указанные выше, могут быть легко оценены из следующих простых соображений. Анализ уравнения (7) показывает, что частицы во внутреннем зазоре действительно достигают энергий, сравнимых с максимальной энергией $\mathcal{E}_{\max}$ (8). Это означает, что энергия, переданная изгибным фотонам, также будет порядка $\mathcal{E}_{\max}$. Тогда множественность λ может быть оценена как

$$\lambda \sim \frac{\mathcal{E}_{\max}}{\mathcal{E}_{\min}}, \quad (25)$$

где $\mathcal{E}_{\min}$ — минимальная энергия фотона, при которой он ещё может превратиться в электронно-позитронную пару. А эта величина легко может быть получена из соотношения (11), если положить $l_\gamma = R$, поскольку при больших длинах пробега фотонов $l_\gamma > R$ магнитное поле нейтронной звезды вдоль траектории гамма-кванта начинает быстро уменьшаться. В итоге получаем для обычных пульсаров

$$\mathcal{E}_{\min} \approx \frac{B_{cr}}{AB} \frac{R_c}{R} m_e c^2 \sim 10^2 \text{ МэВ}, \quad (26)$$

что и даёт

$$\lambda \sim 10^4-10^5. \quad (27)$$

Для оценки же σ_M нам теперь достаточно воспользоваться соотношением (19), откуда получаем

$$\sigma_M \approx \frac{\mathcal{E}_{\min}}{\mathcal{E}_{\max}} \left(\frac{W_{\text{tot}}}{W_A} \right)^{1/2} \sim 10^4. \quad (28)$$

Подчёркнём, что энергия фотонов $\mathcal{E}_{\min}$, вообще говоря, не совпадает с характерной энергией максимума в энергетическом спектре вторичных частиц. Это связано с уже упоминавшимися выше синхротронными потерями, благодаря которым вторичные частицы сразу после рождения могут потерять значительную часть своей энергии. Переходя в систему отсчёта, в которой фотон распространяется перпендикулярно внешнему магнитному полю, можно показать, что после перехода на нижние уровни Ландау энергия вторичных частиц будет составлять

$$\mathcal{E}_c \approx \frac{R_c}{R} m_e c^2, \quad (29)$$

что, впрочем, для магнитных полей $B \sim 10^{12} \text{ Гс}$ мало отличается от (26).

Как мы видим, и оценка (26), и оценка (29) показывают, что энергетический спектр вторичных частиц существенно зависит от кривизны магнитных силовых линий. Для дипольного магнитного поля, при котором характерный радиус кривизны в районе полярной шапки $R_c \approx R(\Omega R/c)^{-1/2} \sim 10^7-10^8 \text{ см}$, получаем для характерного лоренц-фактора частиц $\gamma_{\min} \approx 100$. Именно такие значения для максимума в энергетическом спектре вто-

ричных частиц получались как в пионерской работе [47], так и во всех последующих работах [48–51], посвящённых определению энергетического спектра истекающей плазмы. Если же предположить, как это часто делается в последнее время [52, 53], что у поверхности нейтронной звезды дипольное магнитное поле искажено мультипольными компонентами, существенно понижающими радиус кривизны R_c (а это нужно, чтобы и в модели Аронса "линия смерти" не противоречила наблюдениям), то в этом случае максимум в энергетическом спектре вторичных частиц может измениться до значе- ний $\gamma_{\min} \approx 3-10$.

Полученные выше выражения позволяют также оце- нить темп эжекции электронно-позитронной плазмы $\dot{N}$ и полное количество частиц $N = \int \dot{N} dt$ за всё время актив- ной жизни радиопульсара:

$$\dot{N} \approx \lambda \frac{B_0 \Omega^2 R^3}{ce} \sim 3 \times 10^{34} P^{-2} B_{12} c^{-1}, \quad (30)$$

$$N \approx \lambda \frac{Mc^2}{eB_0 R} \sim 10^{50} B_{12}^{-1}. \quad (31)$$

Поскольку полное число нейтронных звёзд в Галактике не превышает 10^9 [15], можно заключить, что радио- пульсары не могут быть основными источниками кос- мических позитронов.

С другой стороны, в настоящее время имеются до- статочно надёжные (хотя, к сожалению, всё-таки косвен- ные) наблюдательные подтверждения того, что радио- пульсары действительно являются источниками элект- ронно-позитронной плазмы. Так, анализ излучения Кра- бовидной туманности, связанного с пульсарным ветром, приводит к значениям множественности рождения от $\lambda \sim 10^6$ [54] до $\lambda \sim 10^7$ [55]; для пульсара PSR B0833–45 (Vela) подобная оценка даёт $\lambda \sim 10^5$ [56]. Соответственно, в модели синхротронного поглощения излучения в пуль- сарном ветре в двойной системе, содержащей радио- пульсар PSR J0737–3039, была получена оценка $\lambda \sim 10^6$ [57]. Наконец, как это сейчас широко обсуждается, радио- пульсары могли бы объяснить избыток позитронов в диапазоне энергий 1–100 ГэВ, зарегистрированный в эксперименте PAMELA [58, 59].

Важнейшие результаты были получены также в тео- рии пульсарных магнитосфер и пульсарного ветра. Пре- жде всего, Л. Местел [60], Ф.К. Майкель [61], И. Окамото [62] и многие другие (см., например, [63, 64]) сформули- ровали осесимметричное бесспиловое "пульсарное урав- нение" для магнитного потока $\Psi(r_\perp, z)$:

$$\begin{aligned} - \left(1 - \frac{\Omega_F^2 r_\perp^2}{c^2} \right) \nabla^2 \Psi + \frac{2}{r_\perp} \frac{\partial \Psi}{\partial r_\perp} - \frac{16\pi^2}{c^2} I \frac{dI}{d\Psi} + \\ + \frac{r_\perp^2}{c^2} (\nabla \Psi)^2 \Omega_F \frac{d\Omega_F}{d\Psi} = 0, \end{aligned} \quad (32)$$

где полный ток $I(\Psi)$ и угловая скорость $\Omega_F(\Psi)$ зависят лишь от магнитного потока Ψ . Это нелинейное урав- нение с особенностью на световом цилиндре позволяло определить структуру магнитного поля, так как $\mathbf{B}_p = [\nabla \Psi \times \mathbf{e}_\phi]/(2\pi r_\perp)$. Неудивительно поэтому, что оно на много лет стало основным инструментом в теоретиче- ских исследованиях радиопульсаров⁴.

⁴ Уравнение (32) — это релятивистское обобщение уравнения Грэда — Шафранова [65] для случая холодной плазмы.

В частности, одно из аналитических решений, кото- рые можно было получить лишь для очень ограничен- ного класса функций $I(\Psi)$ и $\Omega_F(\Psi)$, определяющих плот- ность полоидального тока $\mathbf{j}_p = [\nabla I \times \mathbf{e}_\phi]/(2\pi r_\perp)$ и элект- рическое поле $\mathbf{E} = -\Omega_F/(2\pi c) \nabla \Psi$, показало, что для гольдрайховского тока $j_\parallel = j_{GJ}$ можно построить моно- польное решение, в котором электрическое поле меньше магнитного вплоть до бесконечности (Ф.К. Майкель, [66]):

$$B_r = B_L \frac{R_L^2}{r^2}, \quad (33)$$

$$B_\phi = E_\theta = -B_L \frac{\Omega R_L^2}{cr} \sin \theta. \quad (34)$$

Здесь $B_L = B_0(\Omega R/c)^3$ — магнитное поле на световом цилиндре, и мы приводим решение в верхней полупло- скости. При этом продольный ток в точности соответ- ствует чисто радиальному движению безмассовых частиц со скоростью света:

$$j_r = \rho_{GJ} c = -\frac{\Omega B_L}{2\pi} \frac{R_L^2}{r^2} |\cos \theta|. \quad (35)$$

Как показано на рис. 3, в этом решении продольные электрические токи (контурные стрелки) генерируют тороидальное магнитное поле B_ϕ , которое вместе с наводимым за счёт вращения индукционным электриче- ским полем E_θ формирует радиальный поток электро- магнитной энергии (вектора Пойнтинга) S_r ,

$$S_r = \frac{B_L^2 \Omega^2 R_L^4}{4\pi c r^2} \sin^2 \theta, \quad (36)$$

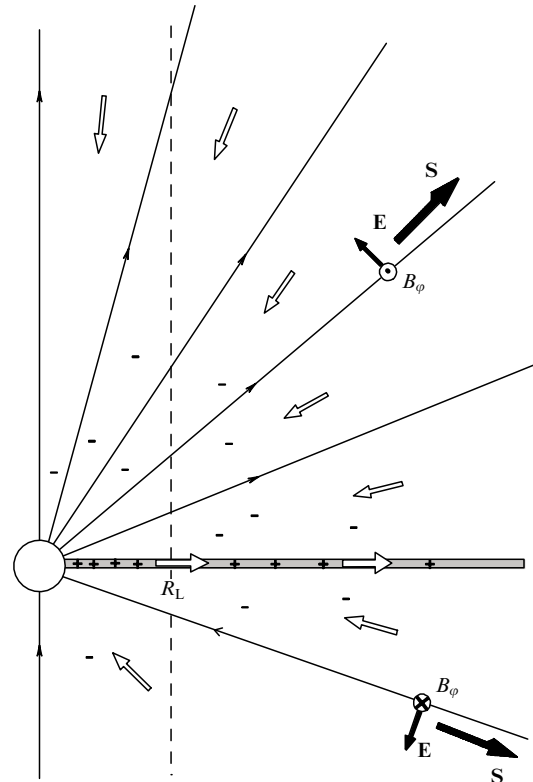


Рис. 3. Монопольное решение Майкеля [66], в котором энерговыде- ление связано с потоком электромагнитной энергии на нулевой частоте (жирные стрелки). Контурные стрелки показывают направ- ления электрических токов.

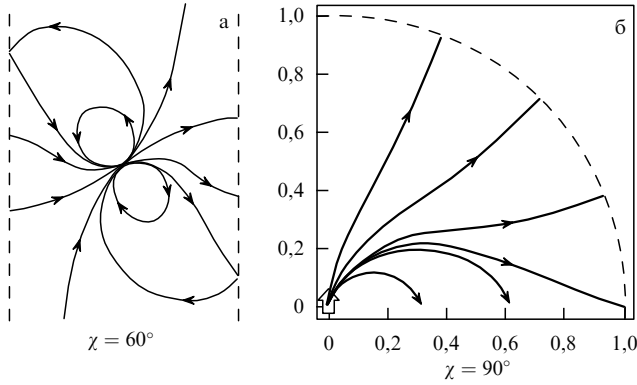


Рис. 4. Структура магнитных силовых линий для наклонного ротатора с нулевым продольным током для углов $\chi = 60^\circ$ (плоскость xz) (а) [67] и $\chi = 90^\circ$ (плоскость xu) (б) [68].

который и уносит энергию от нейтронной звезды. Тем самым была продемонстрирована сама возможность магнитогидродинамического ветра, приводящего к торможению нейтронной звезды.

Подчеркнём, что в таком осесимметричном (и стационарном) бессловом решении все потери энергии связаны с потоком вектора Пойнтинга. Однако, в отличие от магнитодипольной волны, поток энергии реализуется на нулевой частоте. Конечно, присутствие экваториального токового слоя, разделяющего входящие и выходящие потоки магнитного поля, первое время казалось довольно искусственным. Однако, как мы увидим, это решение сыграло фундаментальную роль в дальнейших исследованиях.

С другой стороны, наша команда (В.С. Бескин, А.В. Гуревич и Я.Н. Истомин, далее БГИ [67]) получила аналитическое решение для наклонного ротатора, но для нулевого продольного электрического тока в магнитосфере нейтронной звезды (рис. 4а). Было показано, что в этом случае потери энергии оказываются равными нулю для любого угла χ , поскольку при нулевом продольном токе на световом цилиндре должно быть выполнено условие $B_\phi(R_L, z) = 0$ независимо от угла наклона осей. Этот эффект, подтверждённый позднее группой Л. Местеля [68], обусловлен тем, что плазма, заполняющая магнитосферу радиопульсара, полностью экранирует магнитодипольное излучение центральной звезды. Следовательно, все потери энергии должны быть связаны с тормозящим моментом $\mathbf{K}$, возникающим в результате действия продольных токов в магнитосфере радиопульсаров.

При дальнейшем обсуждении нам будет удобно разложить тормозящий момент $\mathbf{K}$ на две компоненты, параллельную и перпендикулярную направлению магнитного диполя $\mathbf{m}$. Мы также введём безразмерную плотность продольного тока $i = j_{\parallel}/j_{GJ}$, разложив её на симметричную и антисимметричную составляющие i_s и i_a , в зависимости от того, имеет ли соответствующая компонента одинаковые или разные знаки в северной и южной частях полярной шапки. Как легко проверить, $K_{\parallel} \propto i_s$ и $K_{\perp} \propto i_a$. Здесь и ниже нормировка происходит на "локальную" плотность тока Гольдрейха–Джулиана $j_{GJ} = |\Omega \mathbf{B}|/2\pi$. В частности, прямое действие на звезду силы Ампера $\mathbf{K} = \int [\mathbf{r} \times (\mathbf{J}_s \times \mathbf{B})/c] ds$, связанное с поверхностными токами $\mathbf{J}_s$, замыкающими объёмные продоль-

ные токи, текущие в магнитосфере, может быть записано в виде [69]

$$K_{\parallel}^{\text{cur}} \approx -c_{\parallel} \frac{B_0^2 \Omega^3 R^6}{c^3} i_s, \quad (37)$$

$$K_{\perp}^{\text{cur}} \approx -c_{\perp} \frac{B_0^2 \Omega^3 R^6}{c^3} \frac{\Omega R}{c} i_a. \quad (38)$$

Здесь коэффициенты $c_{\parallel} \approx 1$ и $c_{\perp} \approx 1$ (которые мы в дальнейшем обсуждать не будем) зависят от реального распределения токов в объёме открытых силовых линий. При этом для "локального" гольдрейховского тока ($i_s = i_a = 1$) соотношение (38) приводит к выражению

$$K_{\perp}^{\text{cur}} \approx \frac{\Omega R}{c} K_{\parallel}^{\text{cur}}. \quad (39)$$

Возвращаясь теперь к вопросу об эволюции угловой скорости Ω и угла наклона осей χ , можно записать уравнения движения в общем виде [69, 70]:

$$I_r \dot{\Omega} = K_{\parallel}^A + (K_{\perp}^A - K_{\parallel}^A) \sin^2 \chi, \quad (40)$$

$$I_r \Omega \dot{\chi} = (K_{\perp}^A - K_{\parallel}^A) \sin \chi \cos \chi, \quad (41)$$

где вновь $I_r \sim MR^2$ — момент инерции нейтронной звезды и мы положили $K_{\parallel} = K_{\parallel}^A \cos \chi$ и $K_{\perp} = K_{\perp}^A \sin \chi$. Поскольку, как мы видим, оба выражения содержат множитель $(K_{\perp}^A - K_{\parallel}^A)$, угол χ будет эволюционировать к 90° (counter-alignment), если полные потери энергии уменьшаются при больших углах наклона, и к нулю (alignment) в противном случае. Например, для локального гольдрейховского тока ($i_s^A = i_a^A = 1$), как это предполагалось в модели БГИ [69], угол χ должен увеличиваться со временем:

$$W_{\text{tot}}^{(\text{BGI})} = i_s^A(\Omega, B_0) \frac{f_*^2(\chi)}{4} \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} \cos^2 \chi, \quad (42)$$

$$\dot{\chi}^{(\text{BGI})} = i_s^A(\Omega, B_0) \frac{f_*^2(\chi)}{4I_r} \frac{B_0^2 \Omega^2 R^6}{c^2} \sin \chi \cos \chi. \quad (43)$$

Здесь безразмерная величина $1,59 < f_*(\chi) < 1,96$ определяет площадь полярной шапки $s(\chi)$,

$$s(\chi) = f_*(\chi) \pi R_0^2. \quad (44)$$

Что же касается безразмерных токов $i_a^A(\Omega, B_0)$ и $i_s^A(\Omega, B_0)$, то мы подробно рассмотрим этот вопрос в разделах 2.2.1 и 3.1.1.

Как мы видим, уже в первые годы были поняты основные процессы, ответственные за эволюцию радиопульсаров, и сформулированы основные законы, описывающие их магнитосферы. Более того, было получено несколько аналитических решений, позволивших сделать первые осторожные предсказания. Казалось бы, вскоре должна была наступить полная ясность в понимании и всех остальных вопросов.

К сожалению, этого не произошло. В результате из-за отсутствия заметного продвижения в решении нелинейных уравнений, описывающих пульсарную магнитосферу (аналитические решения можно было получить лишь в нескольких модельных случаях, а численные методы тогда ещё не были достаточно развиты), резко сократилось число астрофизиков, активно работающих в этой области. Наступили тяжёлые времена...

1.4. Средневековые (1983–1999 гг.)

Это были действительно тяжёлые времена, особенно для теории магнитосфер радиопульсаров. На первый взгляд, за 15 лет не было получено ни одного значимого результата, посвящённого этой тематике. Однако медленно, шаг за шагом, наше понимание процессов, происходящих в магнитосфере нейтронной звезды, становилось всё более и более ясным.

Прежде всего важные результаты были получены в теории сильно замагниченных ветров. Напомним, что бессильное приближение (т.е. приближение, в котором постулируется равенство нулю лишь электромагнитной силы) ничего не говорит об энергии истекающей плазмы, поскольку такое приближение равносильно предположению о нулевой массе частиц. Поэтому в указанный период активно развивалась полная МГД-теория релятивистских и нерелятивистских течений [71–76], которая, в частности, показала, что в квазисферическом замагниченном ветре ускорение частиц должно быть сильно подавлено. Как было показано А. Томимацу в 1994 г. [77], на больших расстояниях (более точно, за пределами быстрой магнитозвуковой поверхности $r \gg r_F$, где $r_F \sim \sim \sigma_M^{1/3} R_L$) энергия частиц не может превышать значений $\sigma_M^{1/3} m_e c^2 \sim 1\text{--}10$ ГэВ, так что отношение потока электромагнитной энергии к потоку энергии частиц $\sigma = W_{\text{em}}/W_{\text{part}}$ должно быть велико: $\sigma \sim \sigma_M^{2/3} \gg 1$.

Одновременно было осознано, что плотность продольного электрического тока $j_{\parallel}$, как и темп аккреции в решении Бонди, не является свободным параметром, а фиксируется критическими условиями на быстрой магнитозвуковой поверхности. При этом в релятивистском случае плотность продольного тока должна быть близка к плотности гольдрайховского тока j_{GJ} .

Ещё один шаг вперёд связан с тем, что была понята значительная роль, которую в процессе рождения частиц вблизи магнитных полюсов могут играть эффекты общей теории относительности. Математически они обусловлены дополнительным членом, появляющимся в выражении для гольдрайховской плотности заряда $\rho_{GJ} \approx -(\Omega - \omega)B/2\pi c$, связанной с угловой скоростью Лензе–Тирринга ω ,

$$\omega \approx \frac{2GI_r}{c^2 r^3} \Omega. \quad (45)$$

Согласно общей теории относительности, с такой угловой скоростью будет "увлекаться" само пространство на расстоянии r от любого вращающегося тела. Несмотря на малость этой величины, её пространственная производная может быть достаточно велика. Как было показано в 1990 г. в работе [78] (а потом и в работах [79, 80]), в рамках модели Аронаса рождение вторичной плазмы становится возможным в пределах всей полярной шапки именно за счёт эффектов общей теории относительности.

Здесь нельзя не отметить и работы [81–83], в которых было показано, что заметную роль в процессе рождения частиц во внутреннем зазоре должен играть процесс обратного комптоновского рассеяния тепловых фотонов, излучаемых поверхностью нейтронной звезды, на релятивистских электронах и позитронах, ускоряемых в зазоре. Жёсткие гамма-кванты, рождаемые в этом процессе, также должны приводить к однофотонному рождению электронно-позитронных пар. В настоящее время

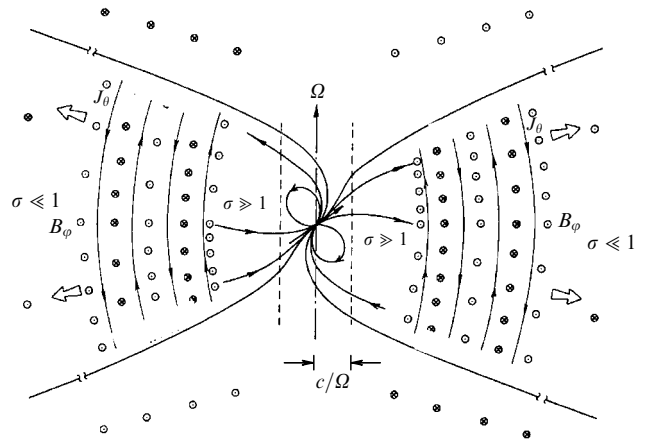


Рис. 5. Модель "полосатого" (striped) пульсарного ветра с волнообразным токовым слоем, разделяющим в экваториальной области противоположно направленные магнитные потоки [84].

этот процесс учитывается в большинстве работ, посвящённых рождению частиц у поверхности пульсара.

Далее, важные результаты были получены и в теории пульсарного ветра. Прежде всего, Ф. Коронити [84] и Ф.К. Майкель [85] привлекли внимание к волнообразному⁵ токовому слою, который неизбежно должен возникать в сильно замагниченном ветре наклонного ротора, разделяя входящий и выходящий магнитные потоки (рис. 5).

Позже Ч. Кеннел и Ф. Коронити [86, 87], анализируя взаимодействие пульсарного ветра с Крабовидной туманностью, пришли к заключению, что на больших расстояниях от пульсара, сравнимых с размером самой туманности, замагниченность ветра должна быть уже очень слабой: $\sigma \sim 10^{-2}$. Этот результат был уже в прямом противоречии с предсказаниями теории пульсарного ветра, о которых говорилось выше. С тех пор "σ-проблема", т.е. невозможность достаточно эффективно ускорять частицы для квазисферических течений, становится одним из основных вопросов теории радиопульсаров. Во всяком случае, в рамках МГД-подхода её решение до сих пор найти не удаётся.

Как обычно бывает в трудные времена, для решения накопившихся проблем были предложены несколько "безумных" идей (рис. 6, 7). Во-первых, Ф.К. Майкель и Дж. Крауз-Польсдорфф [88] рассмотрели так называемую "disk-dome"-структуру магнитосферы осесимметричного пульсара, в которой положительные и отрицательные заряды захватываются в различных частях магнитосферы нейтронной звезды, разделённых вакуумными областями⁶. На первый взгляд, было совершенно непонятно, как такая структура может быть устойчива при учёте возможного рождения вторичных частиц. Однако впоследствии, как мы увидим, такая структура действительно была воспроизведена при численном моделировании.

Кроме того, наша группа рассмотрела случай, когда продольный ток $j_{\parallel}$ оказывается достаточно мал, так что он не может поддерживать МГД-течение вплоть до

⁵ В англоязычной литературе используется термин striped — "полосатый".

⁶ Качественно такая структура обсуждалась ранее в работах Ю. Рылова [89] и Е. Джексона [90].

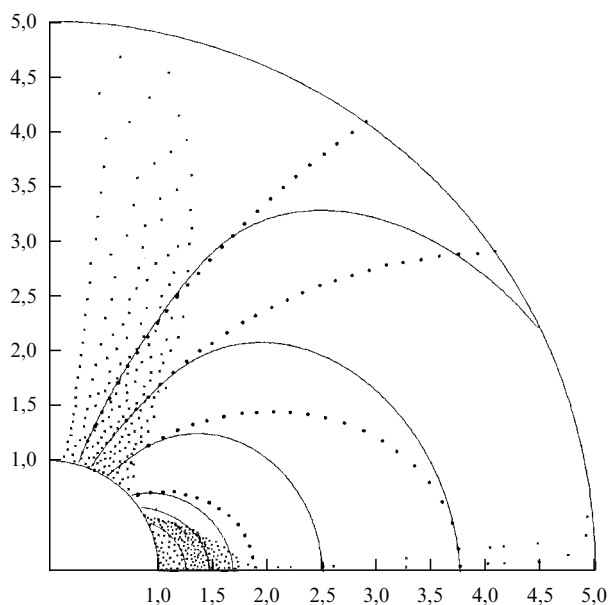


Рис. 6. Первая "безумная" идея [88]: "disk-dome"-модель осесимметричной магнитосферы. Сплошные линии показывают поверхности равного электрического потенциала, пунктирные линии — магнитные поверхности.

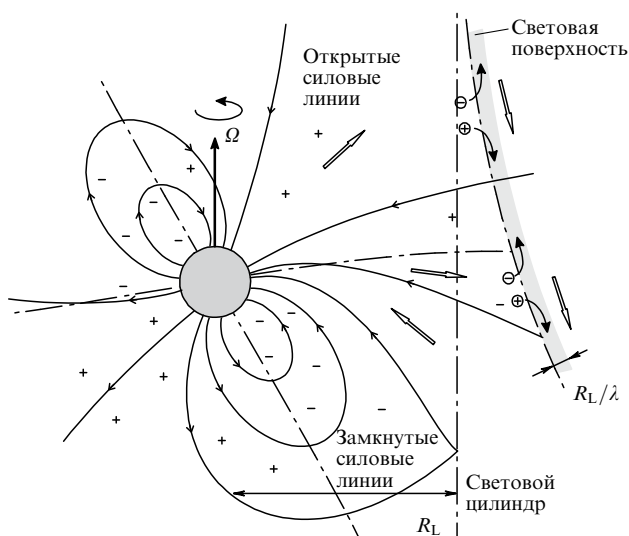


Рис. 7. Вторая "безумная" идея [69]: модель магнитосферы со световой поверхностью, вблизи которой в тонком слое $\sim R_L/\lambda$ происходит эффективное ускорение частиц. Контурные стрелки показывают направление электрических токов, плюсы и минусы — знак плотности электрического заряда.

бесконечности [69]. В этой модели, показанной на рис. 7, магнитосфера радиопульсара должна иметь "естественную границу" — световую поверхность, на которой электрическое поле сравнивается с магнитным. Благодаря этому становится возможным эффективное ускорение частиц вплоть до энергий $\mathcal{E}_e \approx \sigma_M m_e c^2$ (при этом решается и σ -проблема!); как мы увидим, и этот вывод нашёл впоследствии своё, хотя и косвенное, подтверждение.

Подчеркнём, что такая структура неизбежно должна была возникнуть в модели Аронса, в которой постулировался "локальный" гольдрайховский продольный ток

$j_{\parallel} = c\rho_{GJ} \approx \Omega B \cos \chi / 2\pi$, т.е. продольный ток, недостаточный для поддержания пульсарного ветра. Действительно, как уже обсуждалось в разделе 1.3 (см. рис. 3), в МГД-ветре тороидальное магнитное поле B_{ϕ} на световом цилиндре должно сравняться с электрическим. Но для наклонного ротатора локальный гольдрайховский продольный ток слишком мал, чтобы создать необходимое тороидальное магнитное поле. В результате в рамках модели БГИ слабозамагниченный ветер, т.е. течение с малой величиной σ , должен формироваться уже вблизи светового цилиндра.

1.5. Ренессанс (1999–2006 гг.)

Эпоха Ренессанса началась с двух работ, опубликованных в 1999 г., и связана с осознанием правильности простых моделей, которые уже предлагались для объяснения процессов, происходящих в магнитосфере радиопульсаров. В первой работе И. Контопулос, Д. Казанас и Х. Фендт [91] наконец-то численно решили бессילовое "пульсарное уравнение" (32) для осесимметричной магнитосферы (рис. 8). Это стало возможным благодаря итерационной процедуре, позволившей избежать особенности на световом цилиндре, который, как уже было подчеркнуто, является особой поверхностью пульсарного уравнения.

В результате, подобно монополюмному решению Майкеля, на больших расстояниях $r > R_L$ решение содержало экваториальный токовый слой. Однако во внутренних областях решение, естественно, пришивалось к дипольному магнитному полю нейтронной звезды. В последующие несколько лет это решение было воспроизведено во многих работах [92–99]⁷, что вновь привлекло внимание к теории пульсарных магнитосфер. Конечно, все эти решения соответствовали осесимметричному случаю,

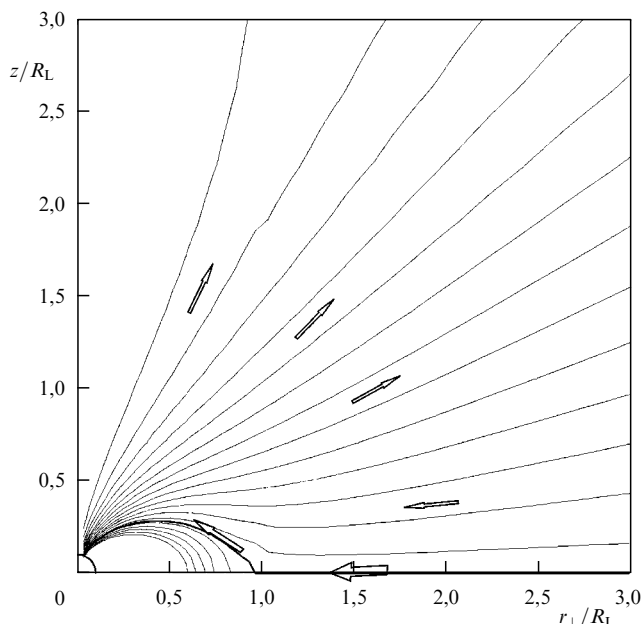


Рис. 8. Осесимметричное бессилловое решение, найденное численно в работе [91]; контурные стрелки показывают направление электрических токов.

⁷ Среди авторов этих работ половину составляли русскоязычные астрофизики...

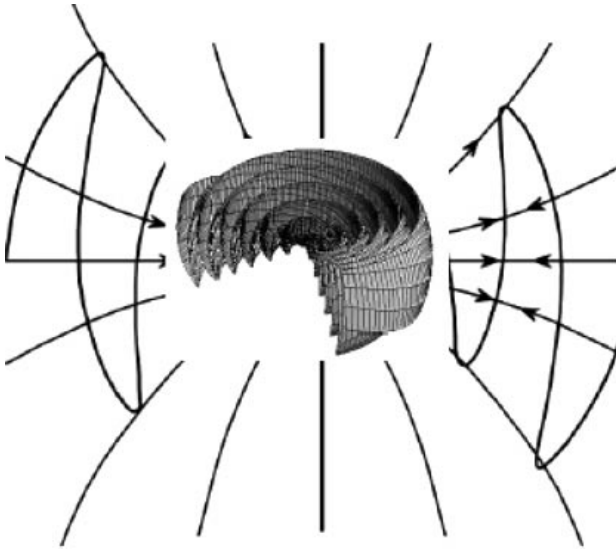


Рис. 9. Структура аналитического решения Боговалова для "наклонного вращающегося монополя" [100] и форма токового слоя, воспроизведённая на 3D-принтере.

что ещё не позволяло получить исчерпывающую информацию о реальной магнитосфере радиопульсаров.

В том же 1999 г. С. Боговалов [100] нашёл аналитическое решение для так называемого "наклонного вращающегося монополя" (рис. 9):

$$B_r = B_L \frac{R_L^2}{r^2} \text{Sign}(\Phi), \quad (46)$$

$$B_\varphi = E_\theta = -B_L \frac{\Omega R_L^2}{cr} \sin \theta \text{Sign}(\Phi). \quad (47)$$

В этом решении вблизи нейтронной звезды токовый слой, разделяющий радиальные магнитные потоки, не ортогонален оси вращения. Здесь величина

$$\Phi = \cos \theta \cos \chi - \sin \theta \sin \chi \cos \left(\varphi - \Omega t + \frac{\Omega r}{c} \right) \quad (48)$$

как раз определяет форму токового слоя. В результате вблизи нейтронной звезды магнитное поле по-прежнему имело не дипольный, а монополярный характер. Однако для пульсарного ветра получение такого простого аналитического решения имело очень большое значение. В таком решении в конусах $\theta < \pi/2 - \chi$ и $\pi - \theta < \pi/2 - \chi$ около оси вращения электромагнитные поля оставались независимыми от времени и совпадали с решением Майкеля, которое показано на рис. 3. С другой стороны, в экваториальной области все компоненты электромагнитных полей, как это и предполагалось ранее (см. рис. 5), скачком меняли знак в момент пересечения токовым слоем данной точки; всё остальное время поля оставались постоянными⁸.

Отметим, что условие $\Phi = 0$ для формы токового слоя имеет чисто кинематическую природу. Это связано с тем, что в бессловом случае частицы, как и сам токовый слой, движутся радиально со скоростью света. В результате в асимптотике $r \rightarrow \infty$ при любой структуре

ветра должно выполняться соотношение $E_\theta(\theta) = B_\varphi(\theta)$ при произвольной зависимости от угла θ ; такое стационарное асимптотическое решение для "пульсарного уравнения" было получено Р. Инграхамом ещё в 1973 г. [101]. Неудивительно поэтому, что подобная структура токового слоя впоследствии постоянно воспроизводилась при численном моделировании.

Таким образом, в рассматриваемые годы был достигнут несомненный прогресс. Прежде всего, была осознана важная роль токового слоя в динамике пульсарного ветра. Поэтому исследование процессов, происходящих внутри токового слоя, стало одним из важных направлений при изучении радиопульсаров. В частности, Ю. Любарский и Дж. Кирк [102] отметили важную роль магнитного пересоединения, что также дало начало многочисленным исследованиям. Наконец, практически во всех работах, посвящённых осесимметричной магнитосфере, подтверждена структура магнитосферы, полученная в работе [91], так что можно было с уверенностью говорить о наличии некоторого "универсального" решения.

Но, по-видимому, главный момент был связан с изменением самого взгляда на природу продольного тока, циркулирующего в магнитосфере. Теперь именно величина $j_{\parallel}^{(us)}$, определяемая из "универсального решения", а не задаваемая процессом рождения частиц вблизи магнитных полюсов, принималась за истинную плотность продольного электрического тока. Иными словами, при всех дальнейших численных расчётах никаких ограничений на величину продольного тока не накладывалось. Если же в МГД-подходе плотность частиц в какой-либо области становилась слишком малой, то плазма инжектировалась в эту область искусственно. Неудивительно поэтому, что все полученные таким способом решения удовлетворяли не только условию $\rho_e = \rho_{GJ}$, но и условию $j_{\parallel} = j_{\parallel}^{(us)}$.

С другой стороны, появились и новые вопросы. Прежде всего, пространственное распределение продольного тока $j_{\parallel}$, которое следовало из "универсального решения", заметно отличалось от локального гольдрайховского тока, который, как специально отмечалось, предсказывался в модели Аронса. Не совпадало это распределение и с током вращающегося монополя. В частности, как показано на рис. 8, "универсальное решение", полученное для осесимметричной магнитосферы, требовало, чтобы обратный ток протекал не только вдоль сепаратрисы, разделяющей замкнутые и разомкнутые силовые линии, но и в значительной объёмной области вне её. А это уже находилось в прямом противоречии со всеми моделями рождения частиц вблизи магнитных полюсов того времени, поскольку для этого случая знак падения потенциала, а значит, и направление истекающего тока, должны были быть одинаковыми на всей поверхности полярной шапки. Хотя об этой трудности в то время ещё не говорилось открыто, первые попытки решить эту проблему, тем не менее, были предприняты. В частности, Ш. Шибата [103], а потом и А. Белобородов [104] показали, что для свободного выхода частиц рождение вторичной плазмы для достаточно малого продольного тока $j_{\parallel} < j_{GJ}$ должно быть существенно подавлено⁹.

⁸ Уже поэтому такое решение не содержало магнитодипольную волну.

⁹ Это утверждение, впрочем, касалось только моделей со свободным выходом частиц с поверхности нейтронной звезды.

1.6. Индустриальная революция (2006–2014 гг.)

Индустриальная революция в теории радиопульсаров была связана с появившейся возможностью проводить трёхмерные временные расчёты; как и всякая революция, она разрешила накопившиеся внутренние проблемы чисто техническим способом. Эта эпоха началась с работы А. Спитковского [105], который первым получил численное решение для бессиловой магнитосферы наклонного ротатора. Это решение было первым трёхмерным решением, содержащим пульсарный ветер, уходящий на бесконечность. Как показано на рис. 10, несмотря на относительную малость вычислительной области, это решение подтвердило существование токового слоя.

Как известно, индустриальная революция невозможна в одной отдельно взятой стране. После работы Спитковского во многих научных центрах были проведены подобные расчёты, причём не только в рамках бессилового, но и более полного МГД-приближения [106–111]. В результате было найдено "универсальное решение" и для наклонного ротатора, подтвердившее, в частности, выражение, полученное Спитковским для полных потерь энергии¹⁰:

$$W_{\text{tot}}^{(\text{MHD})} \approx \frac{1}{4} \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} (1 + \sin^2 \chi). \quad (49)$$

Как мы видим, "универсальное решение" соответствует увеличению потерь с ростом угла χ . Следовательно, согласно общему соотношению (41), угол наклона осей должен уменьшаться с течением времени:

$$\dot{\chi}^{(\text{MHD})} \approx -\frac{1}{4I_r} \frac{B_0^2 \Omega^2 R^6}{c^2} \sin \chi \cos \chi \quad (50)$$

(этот результат был получен несколько позже).

С другой стороны, было показано, что "универсальное решение" заметно отличается от монопольного решения Майкеля–Боговалова (47). В частности, при достаточно больших углах $\chi > 30^\circ$ радиальное магнитное поле уже не являлось однородным, а оказалось сконцентрированным вблизи экваториальной плоскости. При этом усреднённые по углу φ значения полей имели вид

$$\langle B_r \rangle_\varphi \approx B_L \frac{R_L^2}{r^2} \sin \theta \text{Sign}(\Phi), \quad (51)$$

$$\langle B_\varphi \rangle_\varphi = \langle E_\theta \rangle_\varphi \approx -B_L \frac{\Omega R_L^2}{cr} \sin^2 \theta \text{Sign}(\Phi), \quad (52)$$

$$\langle S_r \rangle_\varphi \approx \frac{B_L^2 \Omega^2 R_L^4}{4\pi cr^2} \sin^4 \theta, \quad (53)$$

тогда как в решении Майкеля–Боговалова радиальное магнитное поле $B_L(R_L^2/r^2) \text{Sign}(\Phi)$ (47) не зависит от угла θ .

Подчеркнём, что в соотношениях (51)–(53) даны выражения, усреднённые по углу φ . В действительности же, как показано на рис. 11, имеет место заметная концентрация силовых линий (а значит, и потока электромагнитной энергии) в направлении, сдвинутом по долготе примерно на 30° относительно магнитной оси (контурная звезда) [107, 112]. Таким образом, магнитное поле не является постоянным между моментами пересечения

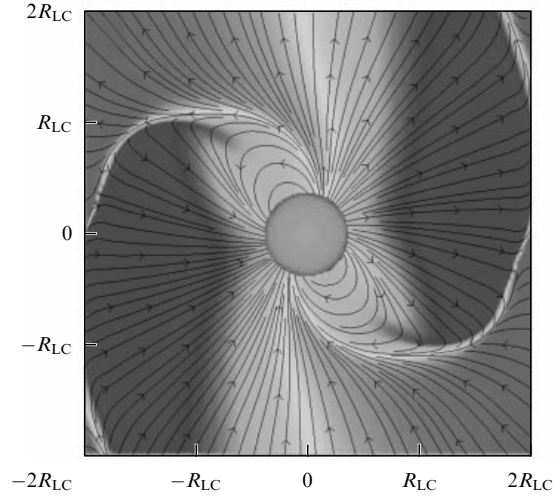


Рис. 10. Структура магнитных силовых линий в бессиловом решении Спитковского [105] для наклонного ротатора ($\chi = 60^\circ$) в плоскости xz .

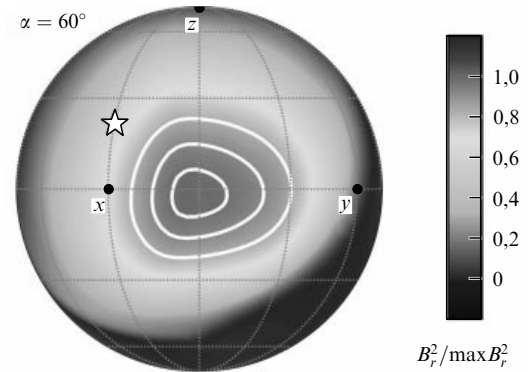


Рис. 11. МГД-решение [112], демонстрирующее концентрацию магнитных силовых линий (при $r = 6R_L$) в направлении, сдвинутом по долготе на угол порядка 30° от магнитной оси (контурная звезда).

данной точки токовым слоем. Более того, при больших углах χ токовый слой становится всё менее и менее выраженным, так что для ортогонального ротатора с хорошей точностью можно аппроксимировать решение как¹¹

$$B_r \approx B_L \frac{R_L^2}{r^2} \sin \theta \cos \left(\varphi - \Omega t + \frac{\Omega r}{c} + \varphi_0 \right), \quad (54)$$

$$B_\varphi = E_\theta \approx -B_L \frac{\Omega R_L^2}{cr} \sin^2 \theta \cos \left(\varphi - \Omega t + \frac{\Omega r}{c} + \varphi_0 \right) \quad (55)$$

($\varphi_0 \approx 30^\circ$). В этом состоит ещё одно существенное отличие от модели Майкеля–Боговалова, в которой, как видно из соотношения (47), электромагнитные поля постоянны вне токового слоя. В разделе 2.3.1 мы подробно обсудим природу такого пульсарного ветра, сделав акцент именно на его переменности.

Как уже отмечалось, асимптотические решения с произвольной зависимостью от угла θ были известны с

¹⁰ Более точно, интерполяция численных результатов даёт $W_{\text{tot}} \propto k_1 + k_2 \sin^2 \chi$, где $k_1 \approx 1,0 \pm 0,1$ и $k_2 \approx 1,1 \pm 0,1$.

¹¹ Для согласования полных потерь с выражением (49) здесь нужно положить $B_L = \sqrt{15/8} (\Omega R/c)^3 B_0$.

1970-х годов. Удивительным, однако, было то, что такие простые решения были воспроизведены в трёхмерных временных МГД-расчётах. В частности, с хорошей точностью оказывается выполненным и общее соотношение между усреднёнными по углу φ потоком энергии и радиальным магнитным полем:

$$S_r(\theta) \propto B_r^2(\theta) \sin^2 \theta \quad (56)$$

(его легко можно получить, используя определения полей $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$).

Кроме того, анализ полученных решений показывает, что безразмерный антисимметричный продольный ток существенно превышает локальный гольдрайховский ток: $i_a^A \sim (\Omega R/c)^{-1/2} \gg 1$ (подробнее см. раздел 2.2.1). Благодаря введённой выше нормировке, это означает, что полный ток, циркулирующий в магнитосфере ортогонального ротатора, близок к полному току, текущему в осесимметричной магнитосфере. Так и должно быть, поскольку, независимо от угла χ , для существования МГД-ветра, уходящего на бесконечность, необходимо, чтобы тороидальное магнитное поле на световом цилиндре $B_\varphi(R_L)$ было близко к полоидальному полю $B_p(R_L)$. А это и означает, что полный ток I должен слабо зависеть от угла χ .

С другой стороны, необходимо подчеркнуть, что величина этого тока недостаточна, чтобы объяснить потери энергии "универсального решения" (49) при $\chi \approx 90^\circ$ только за счёт действия объёмных токов, циркулирующих в магнитосфере. Действительно, согласно выражению (38), для этого необходимо, чтобы антисимметричный ток был бы гораздо больше: $i_a^A \sim (\Omega R/c)^{-1}$. Конечно, не нужно забывать, что во всех численных расчётах размер нейтронной звезды составлял не менее 10 % от размера светового цилиндра (для обычных радиопульсаров, напомним, эта величина составляет сотые доли процента). При этом, однако, заметной зависимости параметров пульсарного ветра от размера звезды найдено не было. Так или иначе, вопрос о механизме торможения радиопульсаров по-прежнему оставался открытым.

Вместе с тем, новый взгляд на роль "универсального тока" позволил А. Тимохину [113] (а позже А. Тимохину и Дж. Арону [114]) численно смоделировать процесс рождения частиц вблизи магнитных полюсов, впервые включив в рассмотрение возможную нестационарность этого процесса. При этом продольный ток $j_{\parallel}^{(us)}$ рассматривался как внешний постоянный параметр. Было показано, что рождение пар действительно возможно для достаточно большого продольного тока $j_{\parallel} > j_{GJ}$ и, как уже было получено ранее [103, 104], невозможно для меньших токов. Более того, было показано, что рождение частиц имеет место и в области объёмного обратного тока у основания магнитных силовых линий вблизи сепаратрисы; в этом случае в области генерации плазмы плотность заряда должна быть не меньше, а больше гольдрайховской плотности. А это становится возможным именно благодаря тому, что процесс рождения частиц оказывается существенно нестационарным.

Здесь, правда, нужно отметить, что в этих расчётах течение плазмы предполагалось одномерным, а это не позволяло быть уверенным в том, что все существенные моменты принимались во внимание. Например, заведомо не учитывалось изменение тороидального магнит-

ного поля, которое, как было показано ещё очень давно [36], может существенно повлиять на динамику рождения плазмы (см. приложение). Тем не менее эти работы внесли большой вклад в понимание самой возможности генерации необходимого продольного тока, существенно отличающегося от локального гольдрайховского. При этом фактически произошёл возврат к модели Рудермана – Сазерленда [115], поскольку, несмотря на свободный выход частиц с поверхности, падение электрического потенциала в области рождения частиц оказывалось гораздо больше, чем в модели Аронса.

Суммируя сказанное, можно сделать вывод, что "индустриальная революция" помогла сделать заметный шаг вперёд в понимании структуры и основных процессов, происходящих в магнитосфере радиопульсаров. Очень важно, что большинство результатов было подтверждено различными группами исследователей. Тем не менее ответы на некоторые ключевые вопросы всё ещё не были получены. И одним из главных вопросов был вопрос о том, действительно ли процессы рождения частиц позволяют обеспечить необходимый продольный ток $j_{\parallel}^{(us)}$, определяемый из "универсального решения". Например, для ортогонального ротатора (и для периода $P \sim 1$ с) продольный ток должен быть в $(\Omega R/c)^{-1/2} \sim 100$ раз больше, чем локальный гольдрайховский ток; для такого параметра численное моделирование ещё не проводилось...

1.7. Новое время (после 2014 г.)

Формально это просто следующий этап численного моделирования, связанный с использованием метода частиц в ячейке (particle-in-cell, PIC). Но фактически произошёл качественный шаг вперёд, поскольку только кинетическое рассмотрение, в отличие от одножидкостного МГД и тем более бессилового случая, позволяло самосогласованно включать в моделирование процесс рождения частиц, т.е. последовательно описывать не только саму область с продольным электрическим полем $E_{\parallel}$, но и инжекцию частиц в расчётную область. А также, кстати, позволяло описывать и процесс ускорения частиц за пределами светового цилиндра (во времена "индустриальной революции" эти эффекты моделировались введением эффективного сопротивления [116, 117]). Иными словами, в рамках PIC-симуляции, по крайней мере в принципе, можно было проводить расчёты *ab initio* [118].

Конечно, фактически эта эпоха только началась, и поэтому не все результаты, о которых упомянуто ниже, были проверены независимыми исследованиями. Тем не менее, несмотря на (естественные в этом случае) "детские болезни", новые возможности этого метода уже дали ряд очень интересных результатов¹².

Исследования в этой области начались с двух работ: А. Филиппова и А. Спитковского [119] и А. Чена и А. Белобородова [120] (см. также [121]), которые прежде всего проверили, что при отсутствии рождения частиц в магнитосфере (т.е. лишь при свободной эжекции частиц с поверхности нейтронной звезды) замагниченный пульсарный ветер не образуется, а возникает структура "disk-dome", о которой уже говорилось в разделе 1.4 (рис. 12). Бессилое решение, содержащее пульсарный ветер, воз-

¹² Опять примерно половина исследователей, активно работающих в этой области, говорит по-русски...

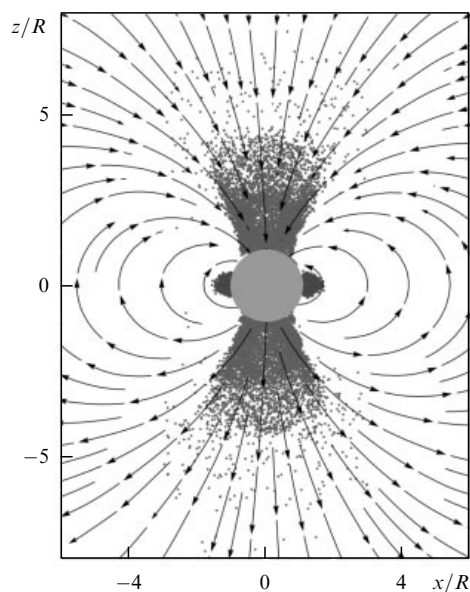


Рис. 12. Осесимметричная магнитосфера без учёта эффектов общей теории относительности [119].

никало лишь в том случае, если рождение частиц происходило во всём объёме магнитосферы.

Далее, А. Филиппов, А. Спитковский и Б. Черутти [122], используя уже более реалистичную модель рождения частиц, воспроизвели структуру, полученную в рамках МГД-симуляции. В частности, как показано на рис. 13, они подтвердили существование токового слоя. Тем самым было подтверждено и существование "универсального решения". Кроме того, была продемонстрирована возможность эффективного ускорения частиц за пределами светового цилиндра вплоть до максимальных энергий $\gamma \approx \sigma_M$ [123, 124]. Такой процесс становится возможным именно благодаря появлению областей, в которых электрическое поле превышает магнитное (что связано с уменьшением магнитного поля внутри экваториального токового слоя). Ещё одна причина, благодаря которой ускорение частиц оказывается достаточно эффективным, связана с магнитным перезамыканием, поскольку появляющееся при этом электрическое поле приводит к дрейфу частиц по направлению к токовому слою.

В результате, согласно утверждению авторов работы [122], уже на небольших расстояниях $r < 5R_L$ от светового цилиндра до 30 % полной электромагнитной энергии ветра передаётся частицам. Правда, сейчас ещё трудно сказать, решает ли этот процесс σ -проблему, однако определённый шаг вперёд, несомненно, сделан. Во всяком случае, подобное эффективное ускорение частиц заведомо должно помочь в объяснении высокоэнергичного излучения, зафиксированного обсерваторией Fermi [125].

С другой стороны, кинетические расчёты, скорее, поставили новые вопросы, а не позволили получить ответы. Действительно, уже первые результаты, полученные в работах [119, 120] для осесимметричной магнитосферы, неожиданно показали отсутствие рождения частиц в районе магнитных полюсов. Вместо этого, как показано на рис. 12, при свободной эжекции частиц с поверхности нейтронной звезды (не забываем это обстоятельство, которое постулировалось в расчётах!) вместо

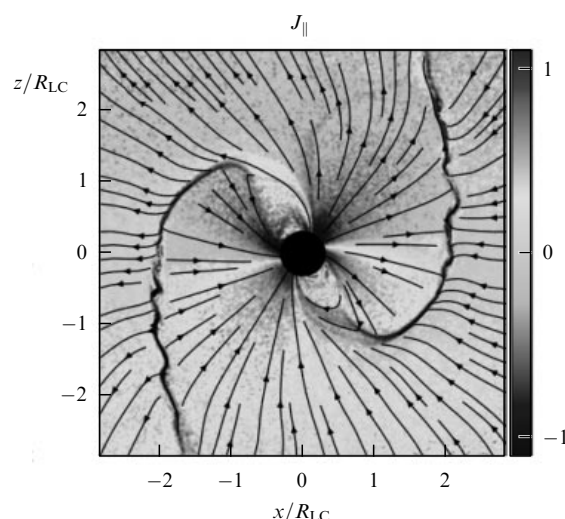


Рис. 13. Результаты первых PIC-расчётов: структура магнитных силовых линий для наклонного ротатора [122].

"универсального решения" вновь и вновь формировалась упомянутая выше структура "disk-dome". Позже было показано, что подобное решение возникает и для не очень больших углов $\chi < 30^\circ$. Этот эффект напрямую связан с тем, что необходимый продольный ток $j_{\parallel}^{(us)}$ оказывался меньше j_{GJ} ; как упоминалось в разделе 1.4, в этом случае рождения частиц не происходит.

К счастью, очень скоро эта проблема была благополучно разрешена [118]. Оказалось, что эффекты общей теории относительности (которые, как мы знаем, изменяют величину гольдрайховской плотности) привели к изменению неравенства на обратное ($j_{\parallel}^{(us)} > j_{GJ}$), что и позволило запустить процесс рождения частиц. В результате, как показано на рис. 13, удалось в целом воспроизвести "универсальное решение" и в рамках этого подхода.

Вторая, более серьёзная, проблема оказалась связанной с формированием обратного тока. К настоящему времени это удалось сделать лишь для самых быстрых радиопульсаров, у которых электромагнитные поля и плотности частиц вблизи светового цилиндра достаточно велики, так что там также становится возможным рождение вторичной электронно-позитронной плазмы. Иными словами, в настоящее время не удаётся замкнуть ток (и, значит, обеспечить "универсальное решение") без дополнительного рождения частиц за пределами светового цилиндра; в этом случае, как также было показано в работах [119, 120], образуется структура, близкая к "disk-dome".

Так или иначе, исследования в этой области активно продолжаются, и можно надеяться, что в ближайшее время многие моменты будут прояснены.

2. Несколько неудобных вопросов

2.1. Старые забытые...

Успехи, достигнутые в исследовании магнитосфер радиопульсаров за последние несколько лет, действительно впечатляют. Тем не менее не надо забывать, что при проведении численного моделирования было сделано достаточно много явных и неявных предположе-

ний, которые, безусловно, не могли не сказаться на общности полученных результатов. Особенно это касается данных, полученных в рамках PIC-симуляции, поскольку работы в этом направлении, как уже говорилось, фактически только начинаются.

С другой стороны, есть несколько вопросов, которые я хорошо помню ещё с середины 1970-х годов и на которые до сих пор нет вразумительных ответов. К ним, конечно же, относится один из основных вопросов теории радиопульсаров — вопрос о природе когерентного радиоизлучения. За неимением места мы здесь этот вопрос рассматривать не будем. Но и не отметить его в ряду других нерешённых вопросов было бы невозможно.

К сожалению, многие из этих вопросов в настоящее время практически не обсуждаются, хотя проведение соответствующих исследований, как теоретических, так и наблюдательных, позволило бы, на мой взгляд, существенно продвинуться в понимании природы активности радиопульсаров. Ещё к большому сожалению, наблюдатели, занимающиеся исследованием радиопульсаров, не склонны проводить тестовые исследования, направленные на проверку предсказаний теории.

2.1.1. Ориентация осей. Если мы заглянем практически в любой каталог, посвящённый определению углов χ между магнитной осью и осью вращения [24, 126–128], то увидим, что эти углы лежат в пределах от 0 до 90° . Конечно же, это не означает, что тем самым установлено отсутствие радиопульсаров, у которых угол χ лежит в диапазоне 90° – 180° . Просто большинство существующих методик определения углов наклона осей не различают угол χ от угла $180^\circ - \chi$. Лишь благодаря дополнительной информации, полученной, например, методами рентгеновской и гамма-астрономии, становится возможным оценивать углы наклона во всём диапазоне углов [129–133].

С другой стороны, с физической точки зрения острые и тупые углы между осями соответствуют двум принципиально разным условиям, поскольку при малых углах χ истекающий с поверхности полярных шапок продольный ток (его знак определяется знаком гольдрайховской плотности $\rho_{GJ} = -\Omega B/2\pi c$) соответствует отрицательным зарядам, тогда как при углах χ , больших 90° — положительным. И совершенно ясно, что в моделях рождения вторичной плазмы, в которых существенную роль играет эжекция частиц с поверхности нейтронной звезды, это будут два принципиально различных случая, хотя бы потому, что работа выхода положительных частиц, безусловно, должна отличаться от работы выхода электронов. Действительно, речь здесь должна идти об эжекции ионов, а не позитронов, которых нет в коре нейтронной звезды. Как мы видели, это прежде всего касается модели Аронса; в модели Рудермана–Сазерленда рождение частиц не зависит от ориентации осей.

Поэтому одним из интереснейших вопросов, на самом деле стоящих перед теорией радиопульсаров, является выяснение того, любые ли углы наклона возможны для необходимой генерации вторичной электронно-позитронной плазмы. Если окажется, как это было показано недавно в работе [133] на малой статистике 26 пульсаров, что число радиопульсаров с углами наклона $\chi < 90^\circ$ примерно равно числу радиопульсаров с углом наклона $\chi > 90^\circ$ (а как мы знаем, свойства радиоизлучения никакого деления на две группы не показы-

вают), то, наверно, можно будет сделать вывод, что эжекция частиц вряд ли играет заметную роль при генерации вторичной электронно-позитронной плазмы¹³.

Как подчеркнуто в разделе 1.7, все выполненные в последние годы численные расчёты, посвящённые магнитосфере радиопульсаров, предполагали свободный выход частиц, т.е. достаточно малую величину работы выхода A_w . Однако на самом деле и этот вопрос всё ещё очень далёк от своего решения. И дело здесь не только в том, что точность определения работы выхода ещё недостаточно велика [134, 135]. Оказалось, что неизвестен даже химический состав поверхностных слоёв нейтронной звезды — они могут и не состоять из атомов железа, как это предполагалось в большинстве работ.

Дело в том, что химический состав поверхностных слоёв полярных шапок может существенно измениться за счёт их бомбардировки энергичными частицами, ускоряемыми продольным электрическим полем в зазоре. Кроме того, согласно работе [136], атомы железа (которые, несомненно, образуются в наибольшем количестве как наиболее устойчивые ядра) в первые несколько лет после образования нейтронной звезды, когда поверхность, несомненно, не была твёрдой, могли бы "утонуть" под действием гравитационного поля. Не исключено поэтому, что в действительности поверхностные слои нейтронных звёзд состоят не из железа, а из гораздо более лёгких атомов — водорода и гелия. А поскольку температура плавления, грубо оцениваемая по формуле [137]

$$T_m \approx 3,4 \times 10^7 Z_{26}^{5/3} \rho_6 \quad (57)$$

(ρ_6 — плотность поверхностных слоёв в единицах 10^6 г см^{-3} , $Z_{26} = Z/26$), зависит от атомного числа Z , поверхность нейтронной звезды при температуре $\sim 10^6 \text{ К}$, характерной для обычных радиопульсаров, должна быть жидкой и, во всяком случае, не препятствовать свободному выходу частиц. На основе такой картины и строятся современные модели теплового излучения радиопульсаров [138, 139].

2.1.2. Нагрев поверхности. Проблема нагрева поверхности — это тоже ещё один старый и очень интересный вопрос. Если в 1960-е годы, как уже отмечалось, малость размера нейтронных звёзд была одной из основных причин, по которой не были организованы их поиски, то к настоящему времени чувствительность космических рентгеновских телескопов позволяет уверенно наблюдать не только аккрецирующие рентгеновские пульсары, но и собственное тепловое излучение ближайших одиночных нейтронных звёзд. При этом регистрируется излучение не только от "действующих" радиопульсаров, но и от нейтронных звёзд, у которых по разным причинам не наблюдается радиоизлучение [140–142].

Не останавливаясь на проблемах, связанных с интерпретацией спектров (сверхсильное магнитное поле заметно меняет свойства атмосферы и поверхностных слоёв нейтронной звезды, что существенно искажает тепловой спектр излучения [139]), обсудим здесь вопрос

¹³ Конечно, не исключено, что при самом образовании радиопульсаров угол наклона может принимать лишь определённые значения. Однако сколь-либо уверенные утверждения на этот счёт в настоящее время отсутствуют.

о полном тепловом энерговыделении. Оказалось, что большинство радиопульсаров, у которых наблюдается тепловое рентгеновское излучение, имеют достаточно малые периоды. При уменьшении периода пульсара P относительный вклад рентгеновского излучения L_X по отношению к полным потерям W_{tot} в целом уменьшается, и при периодах вращения $P \sim 0,3$ с отношение L_X/W_{tot} составляет лишь доли процента. Такая зависимость, кстати, полностью противоположна случаю гамма-излучения (для быстрых радиопульсаров гамма-светимость L_γ близка к полному энерговыделению нейтронных звёзд). Впрочем, такое поведение имеет вполне простое объяснение.

Действительно, очевидным источником нагрева полярных шапок (а значит, и всей нейтронной звезды) является поток вторичных частиц, ускоренных во внутреннем зазоре по направлению к звезде. Их полная энергетика будет пропорциональна произведению падения потенциала ψ на полный протекающий ток I , тогда как полные потери W_{tot} , связанные с токовыми потерями, равны произведению $I\psi_{\text{max}}$. Как мы видели, отношение ψ/ψ_{max} , независимо от модели рождения частиц, уменьшается с ростом угловой скорости звезды Ω . Таким образом, уменьшение отношения L_X/W_{tot} с ростом Ω можно рассматривать как подтверждение механизма нагрева, связанного с обратным потоком частиц. Во всяком случае, тепловое излучение нейтронных звёзд даёт чёткую оценку сверху для величины этого потока.

При этом нагрев полярной шапки может существенно повлиять на скорость эжекции частиц с поверхности нейтронной звезды. Так, в работах, в которых предполагается выход положительных частиц, т.е. для углов $\chi > 90^\circ$ (см., например, [143, 144]), обычно используется следующее выражение для термотока [39]:

$$j(T) = j_{\text{GJ}} \exp\left(30 - \frac{A_B}{T}\right) T_{\text{кзВ}}^{1/2} P B_{12}^{-1} Z_{26} A_{56}^{-3/2} \rho_4, \quad (58)$$

где A_B — энергия связи ионов с атомным номером A и зарядом Z , а ρ_4 — плотность поверхностных слоёв в единицах 10^4 г см^{-3} ; конечно же, этой формулой можно пользоваться лишь для $j(T) < j_{\text{GJ}}$. Как мы видим, нелинейная экспоненциальная зависимость термотока j от температуры T может существенно повлиять на скорость рождения частиц.

Анализируя теперь различные модели рождения вторичной плазмы во внутреннем зазоре, можно отметить, что первоначальная модель рождения вторичной плазмы, предложенная Рудерманом и Сазерлендом, в которой продольный ток равен гольдрайховскому току ($j_{\parallel} \approx j_{\text{GJ}}$), а падение потенциала в зазоре $\psi \approx \psi_{\text{RS}}$ (21), безусловно, противоречит наблюдаемому нагреву поверхности, поскольку в этой модели поток обратных частиц сравним с потоком частиц, истекающих из магнитосферы пульсара. С другой стороны, модель Аронса [46], в которой обратный поток частиц

$$\frac{j_{\text{back}}}{j_{\text{GJ}}} \approx \left(\frac{\Omega R}{c}\right)^{1/2} \quad (59)$$

и падение потенциала (24) составляют лишь доли процента от величин, возникающих в модели Рудермана–Сазерленда, проблему нагрева поверхности, казалось бы, успешно решала; однако, как было подчёркнуто в

разделах 1.5 и 1.6, от этой модели пришлось отказаться по другим причинам.

Последние же работы по рождению частиц [113, 114], рассмотрение в которых, как отмечалось, во многом схоже с моделью Рудермана–Сазерленда, вновь выводят проблему нагрева поверхности на передний план, поскольку для пульсаров с достаточно малыми периодами температура поверхности должна была быть значительно больше, чем это наблюдается в действительности. В настоящее время удовлетворительного ответа на этот вопрос мы не имеем.

2.1.3. Учёт падения потенциала во "внутреннем зазоре".

Следующий вопрос связан с необходимостью учёта падения потенциала ψ во внутреннем зазоре у поверхности нейтронной звезды в области пульсарного ветра. Напомним, что в нашей модели (о которой пойдёт речь в разделе 3) этот потенциал играет определяющую роль. Однако при численном моделировании дополнительный потенциал ψ (за исключением разве что работы [113]) нигде не учитывался. Безусловно, на то были вполне весомые основания, поскольку для быстровращающихся пульсаров, которые фактически только и рассматривались до сих пор, падение потенциала, необходимое для рождения вторичной плазмы, всегда было много меньше максимального значения ψ_{max} , даваемого формулой (23). Но для пульсаров, находящихся в районе "линии смерти", это уже заведомо не так, и влияние падения потенциала может быть значительно.

И действительно, как было показано ещё в работе [29], ненулевой потенциал ψ в области открытых силовых линий приводит к дополнительному вращению плазмы вокруг магнитной оси (см. рис. 1); для наклонного ротатора это явление наблюдается как дрейф субимпульсов [145, 146]. В настоящее время регулярный дрейф обнаружен уже у 97 радиопульсаров [147], причём у 53 из них субимпульсы движутся в отрицательном направлении по отношению к фазе импульса ϕ , а у 44 — в положительном. Примерное равенство как раз и должно иметь место при случайной ориентации наблюдателя относительно магнитной оси.

Везде ниже мы будем рассматривать модель идеально проводящего шара, а это означает, что внутри звезды выполнено условие вмороженности

$$\mathbf{E}_{\text{in}} + \boldsymbol{\beta}_{\text{R}} \times \mathbf{B}_{\text{in}} = 0. \quad (60)$$

Здесь и далее по определению

$$\boldsymbol{\beta}_{\text{R}} = \frac{\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}}{c}. \quad (61)$$

С другой стороны, в предположении квазистационарности (когда координата φ и время t входят во все выражения лишь в комбинации $\varphi - \Omega t$) уравнение Максвелла, соответствующее закону Фарадея, может, как известно, быть записано в виде $\nabla \times [\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta}_{\text{R}} \times \mathbf{B}] = 0$ [60], что даёт

$$\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta}_{\text{R}} \times \mathbf{B} = -\nabla\psi. \quad (62)$$

Отсюда следует, что потенциал $\psi = 0$ внутри шара, и поэтому над внутренним зазором в области истекающей плазмы потенциал ψ будет в точности равен падению потенциала в самом зазоре. В этой области предполагается полное экранирование продольной компоненты электрического поля, так что здесь $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$. Поэтому

сразу получаем, умножая скалярно на $\mathbf{B}$, что $\nabla\psi \cdot \mathbf{B} = 0$, т.е. потенциал ψ будет постоянным вдоль магнитных силовых линий.

Приведём здесь для иллюстрации два примера, наглядно показывающие, к каким существенным изменениям в структуре пульсарного ветра может привести учёт падения потенциала во внутреннем зазоре. Прежде всего отметим, что ненулевой потенциал ψ изменяет величину гольдрайховской плотности (если под ней по-прежнему понимать плотность заряда, необходимую для экранирования продольного электрического поля). Если ввести безразмерный потенциал [69]

$$\beta_0 = \frac{\psi}{\psi_{\max}}, \quad (63)$$

то в этом случае вблизи поверхности звезды

$$\rho_{\text{GJ}} \approx -(1 - \beta_0) \frac{\Omega \mathbf{B}}{2\pi c}. \quad (64)$$

Как мы видим, у пульсаров вблизи "линии смерти", когда $\beta_0 \sim 1$, гольдрайховская плотность (а значит, и гольдрайховский ток) заметно уменьшается. Соответственно, будет уменьшаться и поток энергии, уносимый электромагнитным полем. Так, в осесимметричном случае

$$W_{\text{tot}} \approx (1 - \beta_0)^2 W_{\text{tot}}^{(0)}, \quad (65)$$

поскольку и электрическое, и тороидальное магнитное поле будет уменьшаться в $(1 - \beta_0)$ раз. С учётом сказанного выше не стоит объяснять, насколько этот момент может оказаться важным в связи с проблемой генерации плазмы у поверхности нейтронной звезды.

Другим примером может служить обобщение асимптотического выражения (46) для электромагнитных полей в квазирадiallyм пульсарном ветре ортогонального ротатора:

$$B_r \approx B_L \frac{R_L^2}{r^2} \sin \theta \cos \left(\varphi - \Omega t + \frac{\Omega r}{c} + \varphi_0 \right), \quad (66)$$

$$B_\theta \approx \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi}, \quad (67)$$

$$B_\varphi \approx -B_L \frac{\Omega R_L^2}{cr} \sin^2 \theta \cos \left(\varphi - \Omega t + \frac{\Omega r}{c} + \varphi_0 \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \quad (68)$$

$$E_r \approx 0, \quad (69)$$

$$E_\theta \approx -B_L \frac{\Omega R_L^2}{cr} \sin^2 \theta \cos \left(\varphi - \Omega t + \frac{\Omega r}{c} + \varphi_0 \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \quad (70)$$

$$E_\varphi \approx -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi}. \quad (71)$$

Здесь $\psi(\theta, \varphi - \Omega t + \Omega r/c)$ — произвольная функция двух указанных аргументов. Определяя теперь в качестве примера поток электромагнитной энергии для потенциала¹⁴

$$\psi = \beta_0 \psi_{\max} \sin \theta \cos \theta \cos \left(\varphi - \Omega t - \frac{\Omega r}{c} + \varphi_0 \right), \quad (72)$$

получаем для малых β_0

$$W_{\text{tot}} \approx \left(1 - \sqrt{\frac{3}{10}} \beta_0 \right) W_{\text{tot}}^{(0)}. \quad (73)$$

Следовательно, и для ортогонального ротатора при ненулевом потенциале ψ потери энергии будут уменьшаться. Однако в этом случае сама величина ψ не может превышать значения $(\Omega R/c)^{1/2} \psi_{\max}$ ($\beta \ll 1$), так что роль дополнительного потенциала оказывается незначительной.

2.1.4. Ортогональные пульсары. В заключение сделаем ещё одно замечание относительно возможного направления исследований. Среди более чем 2600 известных в настоящее время радиопульсаров есть около 30 источников, которые благодаря наличию интеримпульса точно посередине между основными импульсами излучения причисляют к ортогональным ротаторам; наличие интеримпульса в этом случае легко объясняется излучением от противоположного магнитного полюса. При этом почти все морфологические свойства интеримпульсных радиопульсаров неотличимы от свойств обычных пульсаров. Единственным их отличительным свойством являются достаточно малые периоды вращения $P < 0,5$ с. Однако это неудивительно, поскольку при углах χ , близких к 90° , условие генерации плазмы $\psi_{\text{RS}}(\chi) < \psi_{\max}(\chi)$ может быть выполнено только при достаточно малых периодах P (рис. 14).

По нашему мнению, анализ интеримпульсных пульсаров мог бы существенно помочь в понимании процессов, происходящих в магнитосферах нейтронных звёзд. Действительно, само существование ортогональных ротаторов, поляризационные и иные свойства радиоизлучения которых не отличаются от свойств остальных радиопульсаров, говорит о том, что процессы рождения частиц у них происходят "стандартным" образом. С другой стороны, анализ поляризационных свойств излучения показывает, что для таких пульсаров можно уверенно определять углы $\chi > 90^\circ$ [148]. В результате оказалось, что у некоторых из них радиоизлучение связано с разными областями генерации вторичной плазмы, соответствующими истечению положительных и отрицательных зарядов.

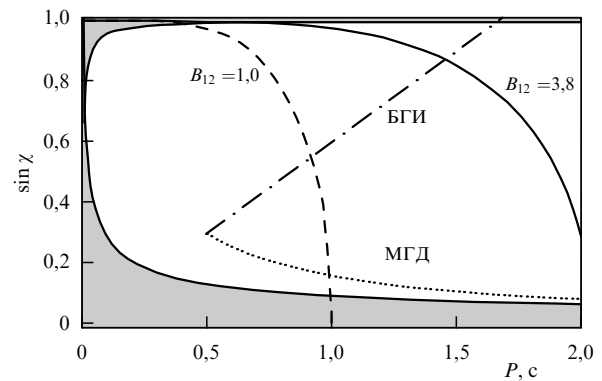


Рис. 14. "Линия смерти" в зависимости от угла χ для разных значений магнитного поля B_0 [177]. Показаны также эволюционные траектории для "универсальной" МГД-модели и модели БГИ. Серым цветом показаны области возможного наблюдения интеримпульсов для почти ортогональных (верхняя область) и почти соосных (нижняя область) радиопульсаров.

¹⁴ Это выражение соответствует простейшей зависимости от углов θ и φ , правильно воспроизводящей знак ψ над обоими магнитными полюсами.

2.2. Продольный ток

2.2.1. Ток "по Местелю". Отметим ещё раз, что ключевым моментом в вопросе о структуре магнитосферы является величина циркулирующего в ней продольного тока. Поэтому ниже мы сделаем несколько замечаний, касающихся процедуры определения продольного тока, циркулирующего в магнитосфере.

Уже в самые первые годы исследования магнитосфер радиопульсаров стало ясно, что ключевую роль в движении частиц должен играть электрический дрейф, связанный с электрическим полем, которое возникает вследствие вращения нейтронной звезды; скорость остальных дрейфов оказывается пренебрежимо малой. В результате плотность поперечного электрического тока $\mathbf{j}_\perp$ может быть записана в гидродинамическом виде как $\mathbf{j}_\perp = \rho_e \mathbf{U}_{dr}$, где $\mathbf{U}_{dr} = c[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]/B^2$ — скорость электрического дрейфа. Такая простая зависимость существенно упрощала задачу, поскольку полный ток, текущий в магнитосфере, мог быть записан просто как $\mathbf{j} = \rho_e \mathbf{U}_{dr} + a_\parallel \mathbf{B}$, где $a_\parallel$ — скалярная функция. А с учётом соотношения (62) (и пренебрегая потенциалом ψ !) получаем окончательно

$$\mathbf{j} = \rho_e [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}] + i_\parallel \mathbf{B}, \quad (74)$$

где $i_\parallel$ — ещё одна скалярная функция.

Воспользовавшись теперь другим уравнением Максвелла, записанным в предположении о квазистационарности [60, 67],

$$\nabla \times [\mathbf{B} - \beta_R \times \mathbf{E}] = \frac{4\pi}{c} (\mathbf{j} - c\rho_e \beta_R), \quad (75)$$

мы сразу приходим к заключению, что величина $i_\parallel$ должна быть постоянна на магнитных силовых линиях: $\mathbf{B} \nabla i_\parallel = 0$. В результате при нулевом потенциале ψ получаем¹⁵

$$\nabla \times [\mathbf{B} + \beta_R \times [\beta_R \times \mathbf{B}]] = i_\parallel \mathbf{B}. \quad (76)$$

Это и есть так называемое уравнение Местеля [60], справедливое, в отличие от пульсарного уравнения (32), при любом угле χ .

Во времена Эллады и Рима (1968–1983 гг.) запись тока (74) была очень популярна, поскольку она позволяла определить полный ток с помощью лишь ещё одной скалярной функции $i_\parallel$. Тем более что в осесимметричном случае это была функция магнитного потока Ψ . Пригодилась она и позже, когда результаты трёхмерных численных расчётов нужно было представлять в виде двумерных рисунков (величину $i_\parallel$ на них обычно показывают разным цветом).

Кстати, именно такая запись позволила определить безразмерный антисимметричный продольный ток i_a^A , о котором шла речь в разделе 1.7, поскольку продольный ток в асимптотическом решении (54), (55) при $r \gg R_L$ может легко быть определён. Действительно, подставляя явные выражения полей (54), (55) для ортогонального ротатора в соотношение (75), получаем сразу

$$i_\parallel = -3 \frac{\Omega}{c} \cos \theta. \quad (77)$$

Сравнивая теперь полные токи, текущие через верхнюю полусферу при $r \gg R_L$ и через северную часть полярной шапки на поверхности звезды, получаем окончательно¹⁶

$$i_a^A \approx f_*^{-1/2} \left(\frac{\Omega R}{c} \right)^{-1/2}, \quad (78)$$

где, напомним, $f_* \approx 1,96$ — безразмерная площадь полярной шапки ($s = f_* \pi R_0^2$) для ортогонального ротатора [69].

2.2.2. Ток "по Грузинову". С другой стороны, выражение (74) имело один существенный недостаток. В неосесимметричном случае оно не было "локальным", поскольку величина $i_\parallel$ в данной точке не выражалась через значения полей и их производных в этой точке. При численном моделировании это был существенный момент, не позволяющий быстро проводить вычисления. Указанную выше сложность удалось преодолеть в 2005 г. А. Грузинову [94]. Умножая уравнение Максвелла $\nabla \times \mathbf{B} = (1/c) \partial \mathbf{E} / \partial t + (4\pi/c) \mathbf{j}$ скалярно на $\mathbf{B}$, можно получить выражение для скалярного произведения $\mathbf{j} \mathbf{B}$ через производные от полей. Воспользовавшись теперь условием экранировки $\mathbf{E} \mathbf{B} = 0$, т.е. заменив $\mathbf{B} \partial \mathbf{E} / \partial t$ на $-\mathbf{E} \partial \mathbf{B} / \partial t$, после несложных преобразований получаем окончательно

$$\mathbf{j}_G(\mathbf{E}, \mathbf{B}) = \frac{(\mathbf{B}[\nabla \times \mathbf{B}] - \mathbf{E}[\nabla \times \mathbf{E}])\mathbf{B} + (\nabla \mathbf{E})[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]}{B^2}, \quad (79)$$

где плотность заряда выражена через уравнение Максвелла $\nabla \mathbf{E} = 4\pi \rho_e$. Эта форма оказалась очень удобной для численного моделирования, и поэтому она повсеместно используется в настоящее время; конечно, при определённых условиях иногда бывает удобно использовать и "классическую" запись (74) (см., например, [149]).

Действительно, если теперь воспользоваться соотношением (62) (правда, опять в предположении $\psi = 0$), то квазистационарное уравнение Максвелла (75) будет содержать лишь магнитное поле:

$$\begin{aligned} \nabla \times [\mathbf{B} + \beta_R \times [\beta_R \times \mathbf{B}]] &= \\ &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_G(-[\beta_R \times \mathbf{B}], \mathbf{B}) + (\nabla [\beta_R \times \mathbf{B}]) \beta_R. \end{aligned} \quad (80)$$

При этом, напомним, уравнение (80) остаётся справедливым и для наклонного ротатора. Вместе с уравнением Максвелла $\nabla \mathbf{B} = 0$ они образуют замкнутую систему, содержащую лишь магнитное поле. Уравнение (80), конечно, не столь компактно, как уравнение Местеля (76), но не содержит вообще никаких скалярных функций. К сожалению, для ненулевого потенциала ψ свойство локальности вновь теряется, поскольку величина ψ не выражается локально через производные полей в данной точке.

2.3. Так как же тормозятся радиопульсары?

2.3.1. Последний раз про магнитодипольные потери. На наш взгляд, в своём изначальном виде этот вопрос давно получил однозначный и окончательный ответ: в магнитосфере радиопульсаров магнитодипольные потери

¹⁵ Обобщение уравнения (76) на случай $\psi \neq 0$ было получено ещё в работе [67].

¹⁶ Точной эта формула была бы для круговой формы полярной шапки.

отсутствуют. Тем не менее о магнитодипольных потерях по-прежнему часто говорят в связи с обсуждением механизма энергоснабжения радиопульсаров. Действительно, поскольку потери энергии (49) в "универсальном решении" зависят от угла χ как $1 + \sin^2 \chi$ и добавка к единице имеет ту же зависимость от угла χ , что и у магнитодипольных потерь, это как будто указывает на то, что магнитодипольный вклад всё же может существовать.

Не внесли ясность в этот вопрос и выполненные в последние десять лет численные расчёты. Дело в том, что, как уже подчёркивалось, аналитическое решение Майкеля–Боговалова (47) заведомо не содержит магнитодипольной волны, поскольку, за исключением момента прохода токового слоя, электромагнитные поля не зависят от времени. Однако, как было показано на рис. 11, для ортогонального ротатора имеется заметная компонента, зависящая от времени. Соответственно, существенная зависимость от времени имеет место и в аналитическом решении (54), (55), с хорошей точностью воспроизводящем пульсарный ветер от ортогонального ротатора.

По-видимому, правильный ответ на этот вопрос можно сформулировать следующим образом. Мы можем говорить о магнитодипольном излучении, если выполнены хрестоматийные условия малости размера излучающей области по сравнению с длиной волны, т.е. условие наличия волновой зоны. В пульсарном ветре это условие заведомо не выполняется, поскольку и заряды, и токи *in situ* играют определяющую роль в формировании структуры ветра. Действительно, никому не приходит в голову говорить о магнитодипольном излучении провода с переменным током, хотя передача энергии вне провода осуществляется как раз за счёт потока электромагнитной энергии. Всё это, однако, происходит в ближней зоне, так что заряды и токи находятся на расстояниях, сравнимых с длиной волны.

Таким образом, пульсарный ветер следует рассматривать как пример релятивистской магнитогидродинамической волны, про необычные свойства которой мы ещё мало что знаем. Например, как мы видели, угловое распределение потока энергии меняется от $\sin^2 \theta$ у осевого ротатора до $\sin^4 \theta$ у ортогонального. Уже в этом проявляется существенное отличие от магнитодипольных потерь, которые пропорциональны $1 + \cos^2 \theta$ [150]. Отсутствие в "универсальном решении" потока энергии вдоль оси вращения (т.е. при $\theta = 0$) для угла $\chi = 60^\circ$ уже отмечалось в работе [151], в которой были напрямую проанализированы результаты численного моделирования, выполненного в работе [105].

2.3.2. Дополнительный момент сил: вращающийся намагниченный шар. Для того чтобы наконец разобраться, как происходит торможение радиопульсаров, вернёмся к казалось бы давно решённому вопросу о торможении однородно намагниченного шара, вращающегося в вакууме. Отметим прежде всего, что в данной задаче на вращающийся шар могут действовать только электромагнитные силы:

$$d\mathbf{F} = \rho_e \mathbf{E} dV + \frac{[\mathbf{j} \times \mathbf{B}]}{c} dV + \sigma_e \mathbf{E} ds + \frac{[\mathbf{J}_s \times \mathbf{B}]}{c} ds, \quad (81)$$

где первые два слагаемых соответствуют объёмному вкладу, а вторые — поверхностному. Однако если пред-

положить, что в объёме шара существуют лишь токи коротации $\mathbf{j} = c\rho_e \mathbf{B}_R$, то, как легко проверить, объёмная часть силы (81) будет равна нулю.

Воспользовавшись теперь соотношениями (60) и (62), легко убедиться в том, что при $r = R + 0$ вектор $\nabla\psi$ ортогонален поверхности шара. В результате вклад $\nabla\psi$ в поток электромагнитной энергии здесь будет равен нулю, и мы в итоге получаем после несложных преобразований

$$W_{\text{tot}} = \frac{c}{4\pi} \oint [\mathbf{E} \times \mathbf{B}] ds = -\Omega \mathbf{K}, \quad (82)$$

где

$$\mathbf{K} = \frac{R}{4\pi} \oint [\mathbf{n} \times \mathbf{B}](\mathbf{B} \mathbf{n}) ds \quad (83)$$

— тормозящий момент, обусловленный, как мы видим, лишь магнитным вкладом. При этом, конечно же, первая скобка в (83) соответствует поверхностному току $\mathbf{J}_s$, а вторая — магнитному полю в выражении для силы Ампера $\mathbf{F} = [\mathbf{J}_s \times \mathbf{B}]/c$. Таким образом, все потери будут действительно определяться лишь поверхностными токами $\mathbf{J}_s$.

Удивительно, но даже в этом, казалось бы, совершенно очевидном вопросе есть один момент, который, возможно, окажется неожиданным для читателя. Понятно, что полные потери $W_{\text{tot}} = -\Omega \mathbf{K} = (2/3)m^2\Omega^4/c^3$ зависят лишь от величины магнитного момента пульсара $\mathbf{m}$. Однако если мы спросим себя, какие токи обеспечивают эти потери, то ответ будет сильно зависеть от тонких деталей структуры магнитного поля на поверхности нейтронной звезды.

Чтобы показать это, заметим, что тормозящий момент $\mathbf{K}$ должен быть пропорционален третьей степени угловой скорости Ω . Более точно, он должен соответствовать третьей степени разложения полей, входящих в выражение (83) для $\mathbf{K}$, по малому параметру $\varepsilon = \Omega R/c$; понятно, что если мы подставим в формулу (83) выражения для дипольного магнитного поля, то интеграл по поверхности будет равен нулю. Кроме того, можно показать, что члены первого порядка $B^{(1)}$ по параметру ε оказываются равными нулю [152]. В результате общее выражение для момента запишется как

$$\mathbf{K} = \frac{R}{4\pi} \oint \{[\mathbf{n} \times \mathbf{B}^{(3)}](\mathbf{B}^{(0)} \mathbf{n}) + [\mathbf{n} \times \mathbf{B}^{(0)}](\mathbf{B}^{(3)} \mathbf{n})\} ds, \quad (84)$$

где индексы (0) и (3) соответствуют степеням разложения по малому параметру ε .

Напомним теперь, что в теории магнитосферы радиопульсаров краеугольным камнем всегда было решение Дойча [153], полученное для вращающегося в вакууме намагниченного шара; простые выражения для полей на поверхности звезды можно найти в работе [154]. Это решение было построено в предположении, что нормальная компонента магнитного поля в точности совпадает с полем магнитного диполя (нормальная компонента поля на поверхности и есть единственное необходимое граничное условие, позволяющее построить однозначное решение). Понятно, что в этом случае по построению $B_n^{(3)} = 0$, так что единственный вклад в выражение (84) для тормозящего момента даёт первое слагаемое.

Однако если мы теперь воспользуемся решением для вращающегося точечного ортогонального диполя, при-

ведённым в книге *Теория поля* Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшица [150, § 72] (см. также [155]):

$$B_r^\perp = \frac{|\mathbf{m}|}{r^3} \sin \theta \operatorname{Re} \left(2 - 2i \frac{\Omega r}{c} \right) \exp \left(i \frac{\Omega r}{c} + i\varphi - i\Omega t \right), \quad (85)$$

$$B_\theta^\perp = \frac{|\mathbf{m}|}{r^3} \cos \theta \operatorname{Re} \left(-1 + i \frac{\Omega r}{c} + \frac{\Omega^2 r^2}{c^2} \right) \times \\ \times \exp \left(i \frac{\Omega r}{c} + i\varphi - i\Omega t \right), \quad (86)$$

$$B_\varphi^\perp = \frac{|\mathbf{m}|}{r^3} \operatorname{Re} \left(-i - \frac{\Omega r}{c} + i \frac{\Omega^2 r^2}{c^2} \right) \exp \left(i \frac{\Omega r}{c} + i\varphi - i\Omega t \right), \quad (87)$$

то обнаружим, что лишь две трети потерь будут по-прежнему определяться первым слагаемым в (84), тогда как одна треть — уже вторым. При этом как полные потери, так и направление эволюции угла χ , определяемые соответственно двумя компонентами тормозящего момента $K_{z'}$ и $K_{x'}$, конечно же, от выбора решения не зависят (x', y', z' — система отсчёта, вращающаяся вместе со звездой).

Найти источник такого расхождения, впрочем, совсем нетрудно. Действительно, как легко получить непосредственно из выражений (85)–(87), "решение Ландау–Лифшица" содержит в третьем порядке по параметру ε не зависящее от r магнитное поле

$$\mathbf{B}^{(3)} = -\frac{2}{3} \frac{|\mathbf{m}|}{R^3} \left(\frac{\Omega R}{c} \right)^3 \mathbf{e}_{y'}. \quad (88)$$

То есть "решение Ландау–Лифшица" отличается от решения Дойча добавлением дополнительного магнитного диполя $d\mathbf{m}/|\mathbf{m}| = (\varepsilon^3/3)\mathbf{e}_{y'}$, который возникает из-за вращения шара. Понятно, что на величину электромагнитных потерь такая малая добавка никакого влияния оказать не сможет; соответствующие потери будут гораздо меньше даже электрических квадрупольных потерь, связанных с неизбежным перераспределением зарядов внутри вращающегося намагниченного шара. Однако, как мы видим, сама структура тормозящих токов при этом кардинальным образом изменяется.

Заметим, кстати, что такие потери не будут зависеть и от того, сконцентрированы ли токи нулевого приближения на поверхности звезды (модель однородно намагниченного шара) или в её центре. Это связано с тем, что, как и в выражении (88), тормозящий момент $\mathbf{K}$ не зависит от радиуса шара R при данной величине магнитного диполя $\mathbf{m}$. При этом необходимо принимать во внимание возмущение магнитного поля над всей поверхностью нейтронной звезды, в том числе и в области закрытых силовых линий.

Здесь необходимо отметить ещё одно обстоятельство. Подставляя соотношение (62) для электрического поля (опять при нулевом потенциале ψ) в выражение для вектора Пойнтинга $\mathbf{S}(r, \theta, \varphi) = (c/4\pi)[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]$, мы немедленно получаем

$$\mathbf{S} = \frac{\Omega r}{4\pi} (-B_\varphi \sin \theta \mathbf{B} + B^2 \mathbf{e}_\varphi). \quad (89)$$

Казалось бы, второе слагаемое в этом выражении не может вносить вклад в потери энергии, поскольку оно ортогонально вектору нормали. И, следовательно, поток энергии должен быть направлен только вдоль магнитных силовых линий. Однако, как показано на рис. 15, в

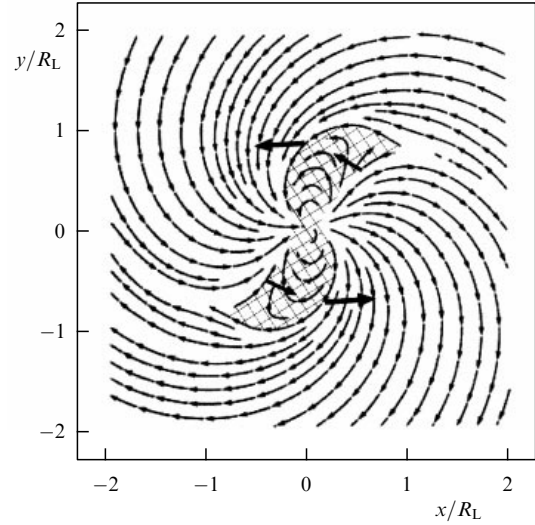


Рис. 15. Структура магнитных силовых линий в экваториальной плоскости ортогонального ротатора ($\chi = 90^\circ$) при ненулевых продольных токах. Несимметричная форма области замкнутой магнитосферы (заштрихована) могла бы привести к потоку электромагнитной энергии в область открытых силовых линий.

неосесимметричном случае (благодаря возможной разнице в величине магнитного поля $\mathbf{B}$ на разных границах области замкнутой магнитосферы) это слагаемое могло бы быть ответственно за суммарный поток энергии из области замкнутой магнитосферы в область открытых силовых линий, вдоль которых энергия затем будет переноситься за пределы светового цилиндра.

Таким образом, в общем случае помимо токовых потерь, о которых говорилось в разделе 1, торможение вращения звезды может быть связано с возмущением нормальной компоненты магнитного поля B_n . Такой дополнительный вклад в тормозящий момент $K_\perp$ может быть обусловлен нарушением точной компенсации между магнитодипольным излучением центральной звезды и излучением магнитосферы, которое имело место при нулевом продольном токе.

2.3.3. Дополнительный момент сил: сепаратрисные токи.

Чтобы обсудить ещё один возможный дополнительный момент сил, рассмотрим более подробно торможение ортогонального ротатора, связанного с поверхностными токами полярных шапок, что соответствует первому слагаемому в разложении (84). Для этого нам будет удобно переписать тормозящий момент в исходном виде¹⁷:

$$\mathbf{K} = 2 \int \mathbf{r} \times \frac{[\mathbf{J}_s \times \mathbf{B}]}{c} ds. \quad (90)$$

Соответственно, полные потери $W_{\text{tot}} = -\Omega \mathbf{K}$ запишутся как

$$W_{\text{tot}} = 2 \frac{\Omega R}{c} \int J_\theta B_n ds. \quad (91)$$

Анализируя выражение (90), можно прийти к ошибочному выводу [156], что при локальном объёмном гольдрайховском токе ($i_s^A = i_a^A = 1$) тормозящий момент не

¹⁷ Не забываем, что у радиопульсара два полюса!

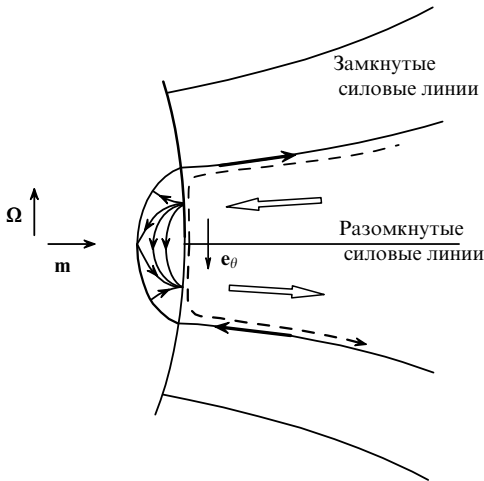


Рис. 16. Структура объёмных (контурные стрелки), сепаратрисных (жирные стрелки) и поверхностных (тонкие стрелки) токов вблизи полярной шапки ортогонального ротатора. Дополнительный сепаратрисный ток показан штриховой линией.

должен сильно зависеть от угла χ . Действительно, при увеличении угла χ поверхностный ток $\mathbf{J}_s$, замыкающий объёмные токи, текущие в магнитосфере, будет уменьшаться как $\cos \chi$. Но характерное расстояние r от оси до полярной шапки, напротив, будет увеличиваться как $\sin \chi$.

Однако, как показывает точный анализ [69], в этом, на первый взгляд, очевидном рассуждении не учтена реальная структура поверхностных токов в области полярной шапки. Как показано на рис. 16, поверхностные токи, замыкающие объёмные токи, должны быть устроены так, чтобы усреднённый по поверхности ток J_θ равнялся нулю (ведь именно эта компонента, как мы видели, определяет потери энергии нейтронной звезды). Поэтому при определении потерь энергии необходимо было учитывать эффекты более высокого порядка по параметру $\varepsilon = \Omega R/c$.

Но если усреднённый по полярной шапке поверхностный ток $\langle J_\theta \rangle$ равен нулю, то, как показано на рис. 16, вдоль сепаратрисы, разделяющей области открытых и замкнутых силовых линий, должен течь поверхностный ток, сравнимый с полным током, текущим в области открытых силовых линий. Так, например, для круглой полярной шапки и для локального гольдрайховского тока (когда ответ может быть получен аналитически) обратный ток должен составлять $3/4$ от объёмного тока [157].

Здесь, правда, следует сделать одно очень важное замечание. Сформулированный выше вывод о потерях энергии основывался на предположении, что не существует никаких объёмных продольных токов в области замкнутой магнитосферы и что поверхностные токи, замыкающие объёмные токи, существуют только в области полярной шапки, не выходя за её пределы [158]. Если не делать таких предположений, то задача о торможении нейтронной звезды становится неопределённой, поскольку величину дополнительного тока, циркулирующего в магнитосфере, но не выходящего в область пульсарного ветра, определить не представляется возможным. Действительно, как показано на рис. 16, дополнительные сепаратрисные токи неизбежно должны при-

водить к ненулевому среднему поверхностному току, $\langle J_\theta \rangle \neq 0$, на полярной шапке и, следовательно, к дополнительным потерям энергии.

Таким образом, окончательной ясности в теоретическом анализе здесь достигнуть не удалось. Некоторое прояснение стало возможным лишь после того, как были получены результаты численного моделирования для магнитосферы наклонного ротатора. В итоге было показано, что объёмные токи в замкнутой магнитосфере действительно отсутствуют. Замечательным событием стало также и то, что обратные токи вдоль сепаратрисы также были получены в численных расчётах [159]. При этом обратный ток составлял лишь 20 % от объёмного тока. Конечно, такое несоответствие можно было бы объяснить тем, что в проведённых расчётах радиус звезды лишь в два-три раза отличался от радиуса светового цилиндра. Однако существенное отличие в этих величинах могло быть связано и с дополнительными сепаратрисными токами, не учтёнными при предыдущем анализе. "Проклятая неопределённость" продолжалась.

2.3.4. Прямое усмотрение истины. Возвращаясь теперь к обсуждению вопроса о потерях энергии нейтронной звезды, напомним, что рассмотренные выше прямые токовые потери (37), (38) соответствуют лишь первому слагаемому в разложении (84). Они обусловлены поверхностными токами, замыкающими объёмные токи в магнитосфере. Поэтому, кстати, действие такого тормозящего момента сконцентрировано лишь в области полярной шапки. А магнитное поле здесь соответствует магнитному полю нулевого приближения (дипольному магнитному полю, близкому к однородному в пределах полярной шапки). При этом, как мы видели, прямые токовые потери не могут объяснить энерговыделение $W_{\text{tot}}^{(\text{MHD})}$ (49) для "универсального решения".

С другой стороны, как показано в разделах 2.3.2 и 2.3.3, существуют ещё две возможные причины торможения радиопульсаров. Прежде всего, пример вакуумных потерь показывает, что в общем случае нельзя пренебрегать и вторым слагаемым в разложении (84), в котором в выражении $\mathbf{J}_s \times \mathbf{B}$ поверхностный ток $\mathbf{J}_s$ соответствует току нулевого приближения, а магнитное поле связано с наводимым за счёт вращения возмущением третьего порядка (в этом случае будет работать вся поверхность нейтронной звезды). Другая же возможная причина может быть связана с дополнительными сепаратрисными токами, замыкающимися по поверхности полярной шапки; понятно, что они по-прежнему будут соответствовать первому слагаемому в разложении (84).

Как уже отмечалось, не только аналитически вычислить, но даже и оценить соответствующие вклады не представлялось возможным. Поэтому неудивительно, что ранее о подобных потерях было практически ничего не известно. Однако теперь мы можем получить ответ на этот вопрос, напрямую анализируя результаты численного моделирования.

Впрочем, прежде чем открыть карты, запишем дополнительный тормозящий момент в общем виде как

$$K_{\perp}^{\text{add}} = -A \frac{B_0^2 \Omega^3 R^6}{c^3} i_a \quad (92)$$

и постараемся оценить безразмерную константу A из результатов численного моделирования для "универсального решения". Как показано в разделе 1.3, в этом

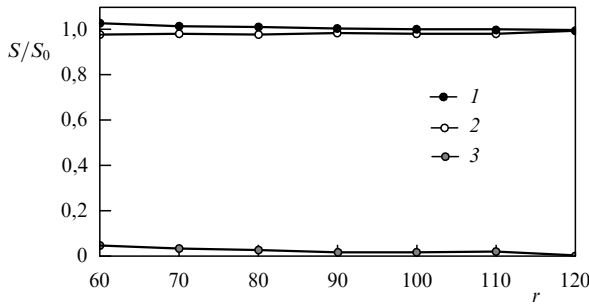


Рис. 17. Поток электромагнитной энергии S из области замкнутых (нижняя кривая) и открытых (средняя кривая) силовых линий для угла $\chi = 60^\circ$. Верхняя кривая соответствует полным потерям энергии. Радиус нейтронной звезды (50 единиц) в 10 раз меньше радиуса светового цилиндра. S_0 — поток энергии, соответствующий потерям $W_{\text{tot}}^{(\text{MHD})}$ (49).

случае безразмерный антисимметричный продольный ток оценивается как $i_a^A \sim (\Omega R/c)^{-1/2}$, поэтому коэффициент A оказывается равным

$$A \sim \left(\frac{\Omega R}{c}\right)^{1/2}. \quad (93)$$

Для такой небольшой величины $A \ll 1$ можно пренебречь вкладом магнитосферных потерь $K_{\perp}^{\text{mag}}$ (92) для локального гольдрайховского тока $i_a^A \sim 1$, что фактически и было сделано в рамках модели БГИ (см. раздел 3.1.1).

Ну а теперь правильный ответ, полученный в результате обработки данных численного моделирования [160]. На рисунке 17 показана зависимость потока электромагнитной энергии от радиуса r для угла $\chi = 60^\circ$ из области замкнутых (нижняя кривая) и открытых (средняя кривая) силовых линий. Размер звезды составляет 50 единиц, а светового цилиндра — 500 единиц ($\varepsilon = 0,1$).

Как мы видим, практически весь поток энергии сосредоточен в области открытых силовых линий. А это значит, что при численном моделировании, воспроизводящем "универсальное решение", реализуется предположение о том, что потери энергии наклонного ротатора связаны с дополнительными сепаратрисными токами. Никакого потока энергии из области замкнутой магнитосферы, который должен был бы иметь место в другом случае, решение не воспроизводит. Не стоит говорить и о том, что приведённые выше результаты не оставляют никакого места и для магнитодипольных потерь (в этом случае поток энергии также должен был быть распределён достаточно равномерно, а не был бы сосредоточен только в области открытых силовых линий).

Воспользовавшись теперь соотношением (91), можно получить выражение для усреднённого по полярной шапке поверхностного тока $\langle J_\theta \rangle$, обеспечивающего МГД-потери $W_{\text{tot}}^{(\text{MHD})}$, даваемые формулой (49). В частности, для ортогонального ротатора получаем

$$\langle J_\theta \rangle = \frac{c}{4\pi f_*} B_0 \left(\frac{\Omega R}{c}\right)^2. \quad (94)$$

Соответственно, усреднённое тороидальное магнитное поле $\langle B_\varphi \rangle$ в пределах открытых силовых линий на расстоянии r будет равно

$$\langle B_\varphi \rangle = \frac{1}{f_*} B_0 \left(\frac{\Omega R}{c}\right)^2 \frac{R}{r}. \quad (95)$$

Его легко можно получить, определив поток электромагнитной энергии через соответствующую площадь $s(r) = f_* \pi (\Omega/c)^{1/2} r^{3/2}$. Как мы видим, величина B_φ ведёт себя так же, как и в магнитодипольной волне. Отличие же состоит в том, что такое поведение имеет место в пределах светового цилиндра, а не в волновой зоне. Наконец, отметим, что полный дополнительный сепаратрисный ток должен быть в $(\Omega R/c)^{1/2}$ раз меньше полного тока, циркулирующего в магнитосфере.

2.3.5. Аномальный момент. В заключение этого раздела отметим ещё одно забавное обстоятельство. Помимо рассмотренного выше момента сил, приводящего к замедлению вращения и эволюции угла χ , на вращающийся замагниченный шар действует ещё так называемый аномальный момент, т.е. момент сил, направленный вдоль оси y' , перпендикулярной плоскости, содержащей магнитный момент $\mathbf{m}$ и ось вращения $\mathbf{\Omega}$. Такое название связано с тем, что величина этого момента

$$K_{y'} = \xi \frac{\mathbf{m}^2}{R^3} \left(\frac{\Omega R}{c}\right)^2 \sin \chi \cos \chi, \quad (96)$$

где ξ — численный коэффициент порядка единицы, оказывается в $(\Omega R/c)^{-1}$ раз больше, чем компоненты тормозящего момента $K_{x'}$ и $K_{z'}$. При этом разные авторы давали разные значения величины ξ , а именно (в порядке убывания) $\xi = 1$ [161, 162], $\xi = 3/5$ [163], $\xi = 2/5$ [164], $\xi = 1/5$ [156, 165], $\xi = 0$ [166, 167].

Понятно, что подобная ситуация, когда в элементарной на первый взгляд задаче не было достигнуто полного согласия, не могла не вызывать удивления. Напомним, что прецессия нейтронной звезды, возникающая благодаря действию аномального момента, накладываясь на вековое замедление вращения радиопульсара, должна приводить к наблюдаемому изменению параметра торможения $n_{\text{br}} = \dot{\Omega}/\Omega^2$ [163, 168, 169]. Так что рассматриваемый вопрос имеет не только теоретический, но и чисто практический интерес.

Анализ, проведённый в работе [152], показал, что, в отличие от рассмотренного выше тормозящего момента сил, для последовательного определения аномального момента нужно учесть ещё не только вклад электрической силы $\mathbf{E}\sigma_n$ (σ_n — поверхностная плотность зарядов), но и момент импульса электромагнитного поля внутри звезды. В результате величина аномального момента будет зависеть от внутренней структуры магнитного поля.

Действительно, практически во всех работах, указанных выше, аномальный момент вычислялся как поток ($K_i = -\oint \varepsilon_{ijk} r_j T_{kl} ds_l$) момента тензора натяжений электромагнитного поля T_{kl} по формуле [65]

$$\mathbf{K}^{\text{M}} = \frac{1}{4\pi} \oint \left([\mathbf{r} \times \mathbf{B}] (\mathbf{B} ds) + [\mathbf{r} \times \mathbf{E}] (\mathbf{E} ds) - \frac{1}{2} (\mathbf{E}^2 + \mathbf{B}^2) [\mathbf{n} \times d\mathbf{s}] \right). \quad (97)$$

При интегрировании по сфере получаем

$$\mathbf{K}_{y'}^{\text{M}} = \frac{R}{4\pi} \oint ([\mathbf{n} \times \mathbf{B}]_{y'} (\mathbf{B} \mathbf{n}) + [\mathbf{n} \times \mathbf{E}]_{y'} (\mathbf{E} \mathbf{n})) ds. \quad (98)$$

Однако для правильного определения момента сил, действующего на шар со стороны электромагнитного

поля, здесь необходимо соблюдать осторожность. Действительно, воспользовавшись общим соотношением (81) и выразив поверхностные заряды и токи через соответствующие скачки $\{\mathbf{E}\}$ и $\{\mathbf{B}\}$ электрических и магнитных полей, получаем для полного момента сил

$$\mathbf{K} = \int \mathbf{r} \times d\mathbf{F} = \frac{R}{4\pi} \oint \left([\mathbf{n} \times \{\mathbf{B}\}] (\mathbf{B}\mathbf{n}) + [\mathbf{n} \times \mathbf{E}] (\{\mathbf{E}\}\mathbf{n}) \right) ds. \quad (99)$$

Эта формула отличается от (98) тем, что в ней присутствуют скачки электрического и магнитного полей на поверхности шара, как раз определяющие величины поверхностных зарядов и токов. Как было показано в работе [152], именно это выражение следует использовать при определении момента сил, действующего на вращающийся шар.

Дело в том, что поток вектора углового момента электромагнитного поля связан с угловым моментом сил, действующих на вещество через закон сохранения углового момента электромагнитного поля, который имеет вид

$$\frac{d\mathbf{L}_{\text{field}}}{dt} + \mathbf{K}^M + \int [\mathbf{r} \times \mathbf{F}] dV = 0. \quad (100)$$

Здесь

$$\mathbf{L}_{\text{field}} = \int \frac{[\mathbf{r} \times [\mathbf{E} \times \mathbf{B}]]}{4\pi c} dV \quad (101)$$

— момент импульса электромагнитного поля в объёме V , $\mathbf{K}^M$ — поток углового момента импульса поля через поверхность, ограничивающую этот объём, а $\mathbf{F} = = \rho_e \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B}/c$ — плотность силы Лоренца. Последнее слагаемое в уравнении (100) играет роль источника или стока и, таким образом, отвечает за передачу углового момента от электромагнитного поля веществу,

$$\frac{d\mathbf{L}_{\text{mat}}}{dt} = \int [\mathbf{r} \times \mathbf{F}] dV. \quad (102)$$

Именно это слагаемое имеет смысл момента сил, действующих на вращающееся тело, а не $\mathbf{K}^M$, как это предполагалось в большинстве работ.

Таким образом, для определения величины аномального момента (т.е. во втором порядке по параметру $\varepsilon = \Omega R/c$) действительно необходимо учитывать момент импульса электромагнитного поля. При этом часть напряжений, связанная с электромагнитным полем, должна воздействовать на момент импульса самого поля и только оставшая его часть — на взаимодействие с вращающимся телом. Согласно уравнению (100) это и означает, что для углового момента сил, действующих на шар, необходимо пользоваться выражением

$$\mathbf{K} \equiv \frac{d\mathbf{L}_{\text{mat}}}{dt} = -\mathbf{K}^M + \frac{d\mathbf{L}_{\text{field}}}{dt}. \quad (103)$$

Правильное (и не зависящее от внутренней структуры поля!) выражение для $\mathbf{K}^M$ было впервые найдено А. Мелатосом в работе [163]:

$$K_{y'}^M = \frac{3}{5} \frac{m^2}{R^3} \left(\frac{\Omega R}{c} \right)^2 \sin \chi \cos \chi. \quad (104)$$

Что же касается величины $d\mathbf{L}_{\text{field}}/dt$, то она, как уже говорилось, оказалась зависящей от внутреннего строения звезды.

В итоге аномальный момент, действующий на однородно намагниченный шар, оказался равен

$$K_{y'} = \frac{1}{3} \frac{m^2}{R^3} \left(\frac{\Omega R}{c} \right)^2 \sin \chi \cos \chi. \quad (105)$$

С другой стороны, для вращающейся полый сферы, когда заряды и токи сосредоточены лишь в сферической оболочке $r = R$, получаем

$$K_{y'} = \frac{31}{45} \frac{m^2}{R^3} \left(\frac{\Omega R}{c} \right)^2 \sin \chi \cos \chi. \quad (106)$$

Наконец, если однородное магнитное поле занимает лишь внутренний шар радиуса R_{in} , а при $R_{\text{in}} < r < R$ (в том числе и за пределами шара) магнитное поле нулевого порядка есть поле точечного диполя, то в этом случае

$$K_{y'} = \left(\frac{8}{15} - \frac{1}{5} \frac{R}{R_{\text{in}}} \right) \frac{m^2}{R^3} \left(\frac{\Omega R}{c} \right)^2 \sin \chi \cos \chi. \quad (107)$$

При $R_{\text{in}} = R$ мы возвращаемся к старому значению $\xi = 1/3$.

Что же касается торможения шара (т.е. третьего порядка по параметру ε), то в этом случае момент импульса электромагнитного поля, как оказалось, роли не играет. Поэтому выражение (83) для момента сил, действующего на вращающийся шар, оказывается верным и не зависящим от внутренней структуры поля.

3. Теория Бескина – Гуревича – Истомина тридцать лет спустя

Пользуясь случаем, приведём здесь достаточно подробный анализ предсказаний теории магнитосферы радиопульсаров и их радиоизлучения, которые были сформулированы в серии работ [67, 170–172], выполненных в 1980-х годах и затем собранных в монографии [69]; некоторые существенные уточнения были сделаны и в последующие годы [151, 173–177].

3.1. Теория магнитосферы

3.1.1. Основные положения. Основные результаты теории БГИ, касающиеся строения магнитосферы, можно сформулировать следующим образом.

- Продольный ток $j_{\parallel}$, истекающий из магнитных полюсов (точнее, его симметричная часть j_s), не превышает локальный гольдрайховский ток $j_{\text{GJ}} \approx \Omega B_0 \cos \chi / 2\pi$.

- Величина продольного тока определяется падением электрического потенциала ψ ; для амплитуды безразмерного симметричного тока i_s^A имеем

$$i_s^A(\Omega, B_0) \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\psi}{\psi_{\text{max}}} \right)^{1/2}, \quad (108)$$

где опять ψ_{max} — максимальная величина разности потенциалов (23).

- Потенциал ψ определяется моделью Рудермана – Сазерленда ψ_{RS} (21).

- Учитывается зависимость от угла наклона χ как максимального падения потенциала $\psi_{\text{max}} = \psi_{\text{max}}(0) \cos \chi$,

так и потенциала ψ_{RS} ; при анализе эволюции радиопульсаров учитывались зависимости от угла χ и от положения "линии смерти".

• Благодаря относительно небольшой величине продольного тока, за пределами светового цилиндра существует световая поверхность (см. рис. 7), на которой истекающая плазма ускоряется до энергий порядка $\sigma_M m_e c^2$.

В результате ключевую роль в модели БГИ играет безразмерный параметр $Q \approx i_s$, который может быть записан в виде [170]

$$Q = 2 P^{1,1} \dot{P}_{-15}^{-0,4}, \quad (109)$$

или более точно с учётом угла χ :

$$Q = P^{15/14} B_{12}^{-4/7} \cos^{2d-2} \chi, \quad (110)$$

где $d \approx 0,75$. При этом условие $Q = 1$ для выражения (110) как раз соответствует соотношению $\psi_{\max}(\chi) = \psi_{RS}(\chi)$, определяющему "линию смерти". Поэтому у пульсаров, для которых определение (109) даёт $Q > 1$, можно ожидать нерегулярную генерацию вторичной электронно-позитронной плазмы и, как следствие, заниженную величину $\dot{P}$. Это и приводит к наблюдаемым значениям $Q > 1$. Поэтому для таких пульсаров следует положить $Q = 1$. Удобство параметра Q состоит в том, что через него выражаются такие ключевые характеристики, как, например, полные потери энергии

$$W_{\text{tot}}^{(\text{BGI})} \approx Q \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} \cos^2 \chi, \quad (111)$$

а также поток энергии, переносимый частицами в пределах светового цилиндра,

$$W_{\text{tot}}^{\text{out}} \sim Q^2 W_{\text{tot}}. \quad (112)$$

Последнее выражение совпадает и с потоком энергии частиц, движущихся по направлению к звезде во внутреннем зазоре:

$$W_{\text{part}}^{\text{in}} \sim Q^2 W_{\text{tot}}. \quad (113)$$

Напомним, наконец, что в этой модели угол χ стремится к 90° : $\Omega \sin \chi = \text{const}$.

3.1.2. Структура магнитосферы. Одним из главных отличий теории БГИ от результатов, полученных в последние годы при численном моделировании, является предположение о том, что продольный ток, текущий в области открытых силовых линий, определяется структурой магнитосферы в пределах светового цилиндра, а не за её пределами. Именно сшивка решений в замкнутой и разомкнутой областях магнитосферы и определяла "закон Ома" $i_s \propto \psi_{RS}^{1/2}$, задаваемый формулой (108) и лежащий в основе теории [67]. Было также показано, что минимальной энергии соответствует решение, при котором нулевая точка лежит на световом цилиндре, а не на меньших расстояниях от нейтронной звезды [178].

При этом, правда, предполагалось, что продольный ток $i_{||}$ (за исключением, конечно же, ортогонального ротатора) оставался практически постоянным во всём объёме открытых силовых линий, а не менял знак вблизи

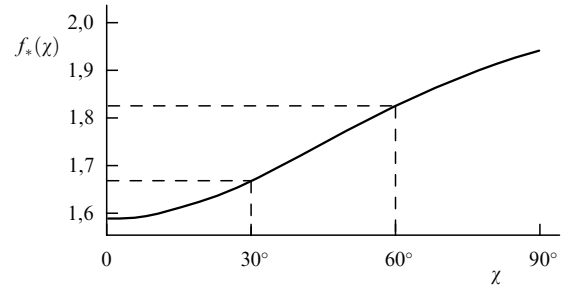


Рис. 18. Зависимость безразмерной площади полярной шапки $f_*(\chi)$ от угла χ [91]. С точностью порядка 10 % она совпадает с результатами численного моделирования [112].

сепаратрисы, как этого требует теперь "универсальное решение". Это, в частности, приводило к другой топологии магнитных поверхностей вблизи пересечения экватора и светового цилиндра (X-, а не Y-точка). Впрочем (и это здесь хочется особенно подчеркнуть) гораздо более существенным отличием от рассматриваемого сейчас в качестве базовой модели "универсального решения" было существование в модели БГИ световой поверхности, изменяющей всю структуру течения за световым цилиндром.

Тем не менее полученные более тридцати лет назад аналитические решения для наклонного ротатора в рамках теории БГИ по многим параметрам оказались удивительно близкими к тем характеристикам, которые получаются для "универсального решения". Так, форма замкнутой магнитосферы, представленная на рис. 4, практически совпадает с результатом, показанным на рис. 10. Более того, приведённая ещё в монографии [91] зависимость безразмерной площади полярной шапки $f_*(\chi)$ от угла χ (рис. 18) с точностью порядка 10 % совпадает с зависимостью $f_*(\chi) \approx (1 + 0,2 \sin^2 \chi) f_*(0)$, определённой совсем недавно в работе [112]. Это означает, что продольные токи, текущие в магнитосфере, не сильно возмущают область замкнутых силовых линий.

Что же касается предсказания об эффективном ускорении истекающей плазмы в районе световой поверхности, то, как уже подчёркивалось, этот вывод пока не нашёл подтверждения в численном моделировании. Правда, как отмечалось в разделе 1.7, необходимость рождения частиц за пределами светового цилиндра сейчас обсуждается достаточно широко. Более того, всё чаще появляются утверждения о существовании там областей, в которых электрическое поле превышает магнитное. Однако при этом обычно говорится о токовом слое, а не о поверхности, показанной на рис. 7. О существовании световой поверхности $|\mathbf{E}| = |\mathbf{B}|$ вблизи светового цилиндра было сказано и в работе [179]. Однако "аристотелев" подход, обсуждавшийся в этой работе, на самом деле ограничивал сверху величину продольного тока, что и приводило к занижению величины тороидального магнитного поля.

Тем не менее хотелось бы обратить внимание на работу Ф. Агароняна, С. Боговалова и Д. Хангуляна [180], в которой, на наш взгляд, всё же были найдены прямые наблюдательные подтверждения эффективного ускорения частиц в районе световой поверхности. Кстати, эта статья так и называется: "Резкое ускорение холодного ультрарелятивистского ветра от пульсара в Крабовидной туманности". Как показано на рис. 19,

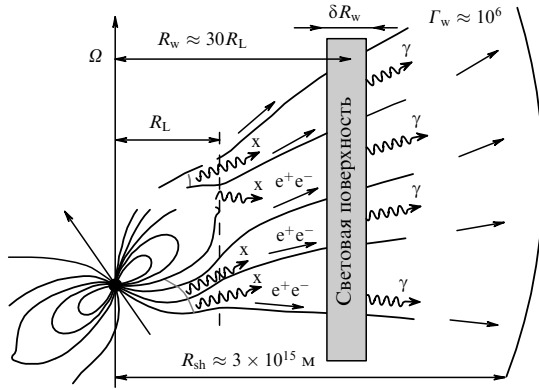


Рис. 19. Световая поверхность вблизи светового цилиндра, предложенная в работе [180] для объяснения наблюдаемой переменности пульсара в Крабовидной туманности в области энергий порядка ТэВ.

геометрически эта модель удивительно точно совпадает с нашей моделью (см. рис. 7). При этом в работе [180], в частности, показано, что наблюдаемая переменность при энергиях порядка ТэВ [181] может быть объяснена, если на расстояниях порядка $30 R_L$ от нейтронной звезды происходит ускорение частиц до энергий, соответствующих лоренц-фактору $\gamma \approx 10^6$. Как уже отмечалось, величина $\gamma \sim 10^6$ в точности соответствует оценке (19) параметра замагниченности σ_M магнитосферы пульсара в Крабовидной туманности. Наконец, масштаб $30 R_L$ заведомо меньше радиуса быстрой магнитозвуковой поверхности $r_F \approx 100 R_L$, и поэтому может быть использован рассмотренный в работах [67, 182] процесс ускорения частиц, основанный на бессиловом решении.

3.1.3. Параметр торможения. Как хорошо известно, прямую информацию о механизме торможения должен был дать так называемый "параметр торможения" (braking index) [183, 184]

$$n_{br} = \frac{\ddot{\Omega}\Omega}{\dot{\Omega}^2}. \quad (114)$$

Однако, как также хорошо известно, его, к сожалению, нельзя напрямую использовать для анализа эволюции радиопульсаров. Дело в том, что на регулярное замедление вращения нейтронных звёзд накладываются дополнительные флуктуации на масштабах времени, много меньших динамического времени жизни пульсаров $\tau_D \sim P/\dot{P}$. Они приводят к тому, что значения $\ddot{\Omega}$ уже не определяют вековое замедление радиопульсаров. Как уже отмечалось в разделе 2.3.5, такие возмущения, скорее всего, могут быть связаны с прецессией нейтронной звезды за счёт её несферической формы (см., например, [163, 169]). По этой причине для большинства пульсаров наблюдения дают значения $n_{br} = \pm(10^4 - 10^5)$ [169], которые не имеют отношения к механизму векового замедления вращения. В результате только для нескольких быстрых молодых пульсаров их параметры

торможения могут быть использованы для анализа механизма энерговыделения; для остальных же радиопульсаров для определения усреднённого значения параметра торможения необходимы более длительные наблюдения.

Как показано в табл. 1, для большинства молодых пульсаров наблюдения дают $n_{br} \approx 3$, что в нулевом приближении не противоречит ни одной из теорий торможения¹⁸:

$$n_{br}^{(V)} = 3 + 2 \cot^2 \chi, \quad (115)$$

$$n_{br}^{(BGI)} \approx 1,93 + 1,5 \tan^2 \chi, \quad (116)$$

$$n_{br}^{(MHD)} \approx 3 + 2 \frac{\sin^2 \chi \cos^2 \chi}{(1 + \sin^2 \chi)^2}. \quad (117)$$

С другой стороны, чтобы извлечь закон эволюции из наблюдений, необходимо, как мы видим, определить параметр торможения n_{br} до второй значащей цифры, выделяя эту величину на фоне гораздо больших флуктуаций. На данный момент сделать это, к сожалению, невозможно. Тем не менее отметим, что для большинства молодых пульсаров $n_{br} < 3$. Как мы видим, и здесь имеется хорошее согласие с предсказаниями теории БГИ. Что же касается "универсальной МГД-модели", для которой $3 < n_{br}^{(MHD)} < 3,25$, то, как было показано в работе [185], учёт дополнительной прецессии позволяет согласовать и эту теорию с данными наблюдений.

3.1.4. Эволюция угла наклона. Конечно же, тестовой проверкой теории торможения стало бы прямое определение направления эволюции угла χ , т.е. знака производной $\dot{\chi}$. К сожалению, до сих пор никаких сколь-либо надёжных утверждений относительно знака этой величины сделано не было (см., однако, [187]). Это связано главным образом с отсутствием количественной теории радиоизлучения, что не позволяет связать вековое изменение средних профилей с ориентацией магнитной оси относительно оси вращения.

Правда, недавно в работе [188] на основании наблюдений пульсара в Крабовидной туманности в течение нескольких десятков лет утверждалось, что угол χ эволюционирует в сторону 90° (counter-alignment). Однако в этой работе был сделан ряд модельных предположений (например, что профиль импульса в гамма-диапазоне изменялся со временем так же, как и в радиодиапазоне), не позволяющих рассматривать этот результат как окончательный.

Предпринимались также неоднократные попытки определить направление эволюции угла χ , анализируя распределения радиопульсаров как по самому углу χ , так и по ширине их средних профилей [189–194]. При этом часто делался вывод, что угол χ стремится к нулю (alignment). Однако, как уже много раз отмечалось (см.,

¹⁸ Эти формулы приведены без учёта эволюции магнитного поля, которая может существенно изменить величину n_{br} .

Таблица 1. Параметр торможения $n_{br} = \ddot{\Omega}\Omega/\dot{\Omega}^2$ для быстрых пульсаров [186]

J1734+3333	B0833-45 Vela	J1833-1034	B0540-69	B0531+21 Crab	B1509-59	J1640-4631
0,9(2)	1,4(2)	1,857(1)	2,14(1)	2,51(1)	2,839(1)	3,15(3)

например, [151]), при этом не учитывалась зависимость "линии смерти" от угла χ . Как показано на рис. 14, при достаточно больших периодах P рождение плазмы возможно лишь при малых углах χ . Соответственно, независимо от закона эволюции индивидуальных пульсаров, среднее значение угла наклона $\langle\chi\rangle$ должно уменьшаться с ростом периода вращения.

Понятно, что последовательный учёт зависимости "линии смерти" от угла наклона χ может быть выполнен лишь на основе кинетического подхода, при котором анализируются двухпараметрические (многопараметрические) распределения. К сожалению, до сих пор в подавляющем большинстве работ эволюция угла наклона при таком анализе не принималась во внимание [195–199]. Лишь в последнее время стали появляться работы, в которых эволюция угла наклона осей χ учитывалась достаточно последовательно [200–203]. Однако и в этих работах никаких уверенных утверждений относительно направления эволюции угла наклона сделано не было.

Не получилось дать ответ на этот вопрос и в нашей недавней работе [177], в которой была сделана попытка сформулировать тест по определению направления эволюции угла наклона. Идея была связана с анализом относительного количества интеримпульсных пульсаров, т.е. пульсаров, у которых, помимо основного импульса, наблюдается ещё один импульс излучения, расположенный примерно посередине между последовательными главными импульсами (т.е. при фазе $\phi \approx 180^\circ$).

Как показано на рис. 14, интеримпульс может наблюдаться либо у пульсаров с углом наклона $\chi \approx 90^\circ$ (когда интеримпульс связан с излучением от другого магнитного полюса), либо с углом наклона $\chi \approx 0$ (когда главный импульс и интеримпульс связаны с двумя прохождениями луча зрения через диаграмму направленности, имеющую вид "полого конуса"). Понятно, что число пульсаров с $\chi \approx 0$ и $\chi \approx 90^\circ$ существенно зависит от направления эволюции угла наклона. Однако оказалось, что наблюдаемое количество интеримпульсных радиопульсаров можно объяснить как в рамках модели БГИ (counter-alignment), так и в рамках МГД-модели (alignment). Это связано со значительной неопределённостью начального распределения пульсаров по углу χ и периоду вращения пульсара P . Так или иначе, было показано, что наблюдаемое распределение пульсаров по углу χ не противоречит модели БГИ.

3.1.5. Нагрев поверхности. В заключение этого раздела вернёмся к проблеме нагрева поверхности нейтронной звезды, связанной с обратным потоком частиц в области рождения плазмы $W_{\text{part}}^{\text{in}}$. Согласно (113), в рамках модели БГИ энергия таких частиц должна быть в Q^2 раз меньше полных потерь энергии W_{tot} . Следовательно, можно ожидать, что и рентгеновская светимость L_X будет подобным же образом зависеть от полных потерь энергии радиопульсаров.

На рисунке 20 показана зависимость отношения L_X/W_{tot} от параметра Q (109). Тепловая светимость полярных шапок в рентгеновском диапазоне L_X была взята из работ [140–142]; ошибки связаны как с неточностью определения расстояний (пульсары PSR J0205+6449 и J2021+3651), так и с учётом вспышечной активности (PSR J1119–6127 и J1846–0258), не обусловленной нагревом полярных шапок. Линия соответствует наклону Q^2 . Как мы видим, при существующей точности определения

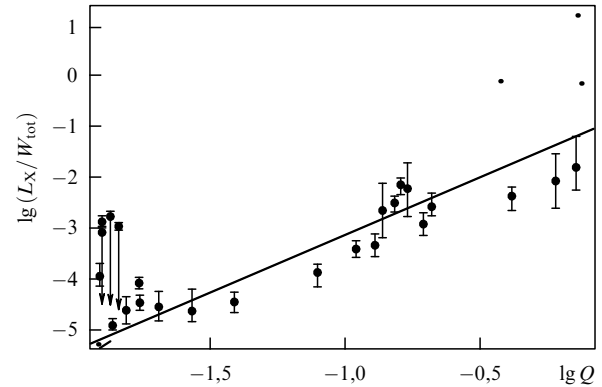


Рис. 20. Зависимость отношения L_X/W_{tot} от параметра Q . Тепловые светимости полярных шапок L_X взяты из работ [140–142], линия соответствует зависимости Q^2 .

рентгеновской светимости, связанной именно с тепловым нагревом полярных шапок, наблюдения и здесь не противоречат предсказаниям теории.

3.2. Теория излучения

3.2.1. Основные положения. Основные положения теории БГИ, связанные с теорией радиоизлучения, можно сформулировать следующим образом [69, 172].

- Базовой неустойчивостью, определяющей когерентность наблюдаемого радиоизлучения, является изгибно-плазменная неустойчивость "моды 4" (рис. 21).

- Насыщение неустойчивости связано с трёхволновым распадом "моды 4" в необыкновенную ("мода 1", или Х-мода) и обыкновенную ("мода 2", или О-мода) волны, способные покинуть магнитосферу нейтронной звезды.

- При распространении обыкновенная волна отклоняется от магнитной оси, внося основной вклад в формирование внешней (conal) компоненты диаграммы направленности, тогда как необыкновенная волна, распространяясь по прямой, создает её внутреннюю (core) компоненту.

- Полная радиосветимость составляет долю $\alpha = 10^{-4} - 10^{-5}$ от потока энергии частиц, истекающих из магнитосферы нейтронной звезды.

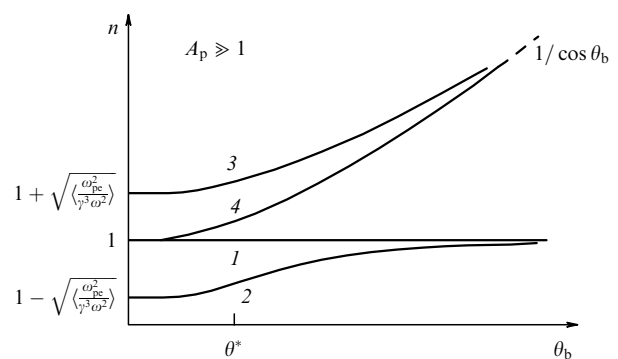


Рис. 21. Нормальные моды с коэффициентами преломления $n \approx 1$, распространяющиеся от поверхности нейтронной звезды, в зависимости от угла θ_b между волновым вектором $\mathbf{k}$ и внешним магнитным полем $\mathbf{B}$. Волны 1 (необыкновенная Х-мода) и 2 (обыкновенная О-мода) могут покинуть магнитосферу радиопульсара.

• Радиоизлучение имеет степенной спектр со спектральным индексом от -1 до -3 ; в спектре на частоте $\nu_{\max} \approx 3P^{-1/2} \Gamma_{100}^{7/4}$ ГГц имеется излом с изменением спектрального индекса на величину $5/6$, а на частоте

$$\nu_{\min} \approx 120P^{-1/2} \Gamma_{100}^{-3/4} B_{12}^{1/2} \text{ МГц} \quad (118)$$

возникает низкочастотный "завал". Здесь $\Gamma \approx \langle \gamma \rangle$ — характерный лоренц-фактор истекающей плазмы, $\Gamma_{100} = \Gamma/100$.

Ниже мы сформулируем основные свойства этих мод более подробно, а также обсудим предсказания теории и сравним их с данными наблюдений.

3.2.2. Классификация мод. Классификация радиоволн, распространяющихся в магнитосфере радиопульсаров, легко выполняется с помощью анализа тензора диэлектрической проницаемости в пределе бесконечного магнитного поля, когда частицы могут двигаться лишь вдоль магнитных силовых линий:

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \left\langle \frac{\omega_{pe}^2}{\gamma^3(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v})^2} \right\rangle \end{pmatrix}. \quad (119)$$

Здесь $\omega_{pe} = (4\pi e^2 n_e / m_e)^{1/2}$ — нерелятивистская электронная плазменная частота, а угловые скобки означают усреднение по функции распределения. Оказалось, что даже такая простая модель позволяет обнаружить достаточно неожиданные свойства. Действительно, рассмотрим предельный случай

$$A_p = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \langle \gamma \rangle \gg 1, \quad (120)$$

реализуемый на достаточно малых расстояниях от нейтронной звезды $r < r_A$, где [69]

$$r_A \approx 10^2 R \lambda_4^{1/3} \Gamma_{100}^{1/3} B_{12}^{1/3} \nu_{\text{ГГц}}^{-2/3} P^{-1/3}. \quad (121)$$

В этой области параметров решение соответствующего дисперсионного уравнения приводит к следующим выражениям для четырёх нормальных мод при малых углах θ_b между волновым вектором $\mathbf{k}$ и внешним магнитным полем $\mathbf{B}$ (см. рис. 21)

$$n_1 = 1, \quad (122)$$

$$n_2 \approx 1 + \frac{\theta_b^2}{4} - \left(\left\langle \frac{\omega_{pe}^2}{\gamma^3 \omega^2} \right\rangle + \frac{\theta_b^4}{16} \right)^{1/2}, \quad (123)$$

$$n_3 \approx 1 + \frac{\theta_b^2}{4} + \left(\left\langle \frac{\omega_{pe}^2}{\gamma^3 \omega^2} \right\rangle + \frac{\theta_b^4}{16} \right)^{1/2}, \quad (124)$$

$$n_4 \approx 1 + \frac{\theta_b^2}{2}. \quad (125)$$

Отметим, что в работе [204], в которой такие волны исследовались впервые, "мода 2" была пропущена. При этом "обыкновенной" модой называлась "мода 4", которая действительно соответствует обыкновенной волне при малых углах θ_b . И впоследствии ещё достаточно долго во многих работах, посвящённых теории радиоизлучения, говорилось лишь о трёх типах радиоволн [205–207].

Однако, как мы видим, при выполнении условия $A_p \gg 1$ (120) при больших углах $\theta_b > \theta^*$, где

$$\theta^* = \left(\left\langle \frac{\omega_{pe}^2}{\gamma^3 \omega^2} \right\rangle \right)^{1/4}, \quad (126)$$

дисперсионная кривая "моды 4" близка к дисперсионной кривой релятивистской альвеновской волны с показателем преломления $n \approx 1/\cos \theta_b$ ($\omega = \mathbf{k}\mathbf{v}_A \approx kc \cos \theta_b$). А это означает, что при больших углах θ_b "мода 4" будет распространяться вдоль магнитных силовых линий и не сможет выйти за пределы магнитосферы (как это справедливо отмечалось во многих работах). Поэтому естественно назвать обыкновенной не "моду 4", а "моду 2". При малых углах θ_b "мода 2" — это продольная плазменная волна, распространяющаяся в системе покоя плазмы по направлению к нейтронной звезде; в лабораторной системе она, конечно же, движется в противоположном направлении. При больших же углах θ_b она переходит в поперечную волну с $n_2 \approx 1$. Именно отличие n_2 от единицы при малых углах $\theta_b < \theta^*$ и приводит к тому, что обыкновенная волна отклоняется от магнитной оси. Лишь в самое последнее время статус обыкновенной "моды 2" был наконец-то признан [15, 208].

Отметим также, что развитая нами в последние годы теория распространения поляризованного излучения [175, 209] позволяет по характеру изменения позиционного угла линейной поляризации и степени круговой поляризации в зависимости от фазы импульса ϕ определить, какая из мод, обыкновенная или необыкновенная, определяет формирование среднего профиля радиоизлучения. За неимением места мы не будем здесь останавливаться на этом вопросе.

3.2.3. Зависимость радиосветимости от периода вращения.

Как отмечалось в разделе 3.2.1, согласно теории БГИ радиосветимость L_{rad} составляет долю $\alpha \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ от полного потока энергии частиц. С другой стороны, благодаря соотношению (112) энергия, переносимая частицами, для достаточно быстрых пульсаров (т.е. пульсаров с $Q < 1$) составляет долю Q^2 от полных потерь энергии $W_{\text{tot}} = -J_r \Omega \dot{\Omega}$. Следовательно, отношение $L_{\text{rad}}/W_{\text{tot}}$ для пульсаров с $Q < 1$ должно вести себя как αQ^2 . Как показано на рис. 22, такая зависимость и наблюдается в действительности (см. также [210]). При этом с хорошей точностью с теорией согласуется как наклон кривой (показатель степени $2,1 \pm 0,1$), так и коэффициент трансформации $\alpha^{\text{obs}} = (2,0 \pm 0,2) \times 10^{-5}$.

Кстати, если мы воспользуемся явным видом выражения (109) для Q , то можно получить

$$L_{\text{rad}} \propto P^{-0,8} \dot{P}_{-15}^{0,2}. \quad (127)$$

Зависимость $L_{\text{rad}} \propto P^p \dot{P}^q$ многократно анализировалась. Так, в работе [211] на статистике 242 пульсаров были получены значения $p = -0,86 \pm 0,20$ и $q = 0,38 \pm 0,08$. Соответственно, в работе [213] приводится величина $p = -0,8 \pm 0,2$. Как мы видим, эти значения находятся в хорошем соответствии с (127). Что же касается работы [214], в которой даются выражения $p = -1,39 \pm 0,09$ и $q = 0,48 \pm 0,04$, то это отличие можно связать с тем, что в ней анализировалась вся выборка пульсаров, а не только пульсары с $Q < 1$.

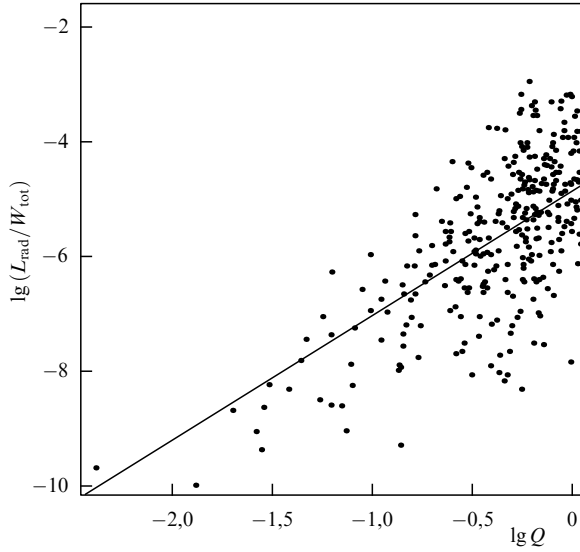


Рис. 22. Зависимость отношения $L_{\text{rad}}/W_{\text{tot}}$ от параметра Q (110) для радиопульсаров с $Q < 1$. Данные взяты из каталога ATNF [212], линия соответствует зависимости $(2,0 \pm 0,2) \times 10^{-5} Q^{2,1 \pm 0,1}$.

3.2.4. Зависимость ширины импульса от частоты. Как уже говорилось, главное отличие двух ортогональных мод, способных покинуть магнитосферу нейтронной звезды, состоит в том, что обыкновенная волна, в отличие от необыкновенной, отклоняется от магнитной оси. Правда, согласно (121), это может происходить лишь на достаточно малых расстояниях от нейтронной звезды $r < r_A$, где в силу (120) выполнено условие $A_p > 1$. Как мы видим, область $r < r_A$ перекрывает область генерации радиоизлучения, и поэтому преломление обыкновенной волны необходимо учитывать при анализе формирования средних профилей радиопульсаров. При этом как уровень генерации, так и величина $r < r_A$ зависят от частоты волны ν , что и приводит к частотной зависимости ширины диаграммы направленности W_r . Заметим, кстати, что, несмотря на то что преломлению обыкновенной волны в магнитосфере нейтронной звезды посвящено много литературы [204, 215–218], в модели "полого конуса" эффекты распространения до сих пор практически не учитываются.

Конечно же, ширина диаграммы направленности W_r зависит не только от эффектов распространения, но и от уровня генерации излучения r_{rad} . В рамках модели БГИ (где эффекты распространения последовательно учитывались) было показано, что излучение на данной частоте ν может генерироваться в широкой области вплоть до расстояния [172]

$$r_{\text{rad}} \sim 3,5 R v_{\Gamma\Omega}^{-1} P^{-0,5} \Gamma_{100}^{1,75}, \quad (128)$$

зависящего, как мы видим, от частоты волны. В результате были получены следующие выражения для ширины диаграммы направленности W_r двух нормальных волн (слабую зависимость от множественности λ , магнитного поля B_0 и характерного лоренц-фактора Γ истекающей плазмы мы здесь не выписываем):

$$W_r^O \approx 7,8^\circ P^{-0,43} v_{\Gamma\Omega}^{-0,14}, \quad (129)$$

$$W_r^O \approx 10,8^\circ P^{-0,5} v_{\Gamma\Omega}^{-0,29}, \quad (130)$$

$$W_r^X \approx 3,6^\circ P^{-0,5} v_{\Gamma\Omega}^{-0,5}. \quad (131)$$

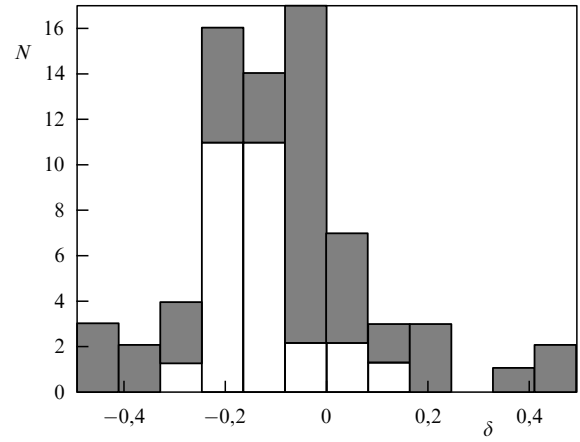


Рис. 23. Распределение пульсаров по величине δ [219], определяющей зависимость ширины среднего профиля от частоты ν : $W_r \propto \nu^\delta$. Выделенный фрагмент соответствует пульсарам, у которых по методике, описанной в работе [175], средний импульс формируется обыкновенной волной.

При этом два выражения для ширины диаграммы направленности обыкновенной волны соответствуют двум случаям, когда основной вклад вносит наиболее и наименее удалённая от нейтронной звезды область излучения; точность теории БГИ, в которой, напомним, генерация радиоизлучения связана с трёхволновым распадом "моды 4", не позволяла ответить на этот вопрос. Таким образом, теория БГИ предсказывает степенную зависимость ширины среднего профиля радиопульсаров $W_r(\nu) \propto \nu^\delta$ со степенными показателями $\delta = -0,14$ и $\delta = -0,29$ для обыкновенной и $\delta = -0,5$ для необыкновенной волн.

На рисунке 23 показано распределение пульсаров по величине δ , полученное совсем недавно на новом телескопе LOFAR [219]. Выделенный фрагмент соответствует пульсарам, у которых согласно методике, описанной в нашей работе [175], средний импульс формируется обыкновенной волной. Как мы видим, распределение пульсаров действительно имеет резкий максимум при $\delta \approx -0,2$. С другой стороны, в работе [220] для пульсара PSR B0943+10, у которого согласно нашей методике излучение формируется необыкновенной волной, получено значение $\delta = -0,56$. Видно, что предсказания теории БГИ и здесь не противоречат наблюдениям.

3.2.5. Низкочастотный завал. Как мы видели, точность определения спектральных индексов в модели БГИ (которые должны находиться в пределах от -1 до -3) не позволяет провести подробное сравнение предсказаний теории с данными наблюдений. Впрочем, и наблюдения не дают точных значений спектральных индексов — эти величины действительно распределены в широкой области (см., например, [220]).

С другой стороны, частота низкочастотного завала ν_{min} , даваемая формулой (118), напротив, хорошо определена и может быть использована для сравнения предсказаний теории с данными наблюдений. Отметим, что в теории БГИ низкочастотный завал связан с самим существованием обыкновенной волны с показателем преломления n_2 , задаваемой формулой (123) — при частотах $\nu < \nu_{\text{min}}$ (118) эта волна уже не распространяется от нейтронной звезды.

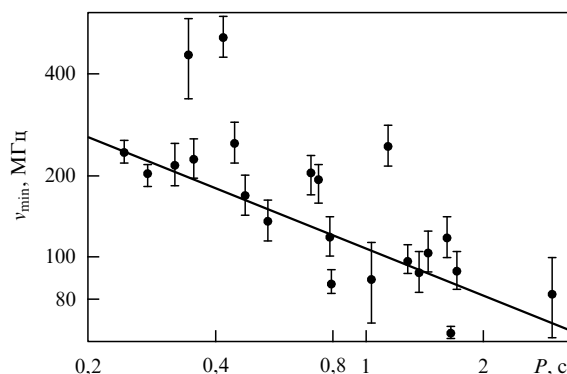


Рис. 24. Зависимость частоты низкочастотного завала $\nu_{\min}$ от периода P . Данные взяты из обзоров [220, 221]. Линия соответствует предсказанию (118).

На рисунке 24 показано сравнение предсказаний теории с данными наблюдений, взятыми из двух последних обзоров [220, 221]. Линия соответствует предсказанию БГИ (118). Как мы видим, и здесь имеет место достаточно хорошее согласие.

3.2.6. Статистика О- и Х-мод. Наконец, недавно вышедшая статья [222] позволила на достаточно большой статистике проверить и предсказания теории, касающиеся статистики О- и Х-мод. В этой работе представлен наиболее полный в настоящее время каталог поляризационных свойств 600 радиопульсаров на частоте 1,4 ГГц. Среди этих пульсаров у 170 были хорошо определены ход позиционного угла линейной поляризации $p.a.$ и круговая поляризация (параметр Стокса V), это позволило узнать, какая из мод определяет средний профиль радиоизлучения. Оказалось, что у 100 пульсаров средний профиль определялся Х-модой (одинаковые знаки V и $dp.a./d\phi$), а у 70 пульсаров — О-модой (разные знаки этих величин). При этом, как и предсказывалось в работе [175], у большинства пульсаров, профиль которых определялся Х-модой (86 из 100), наблюдался одnogорбый средний профиль, а большинство О-пульсаров (48 из 70) имело двугорбый профиль. При этом и у Х-, и у О-пульсаров ширины двугорбых профилей оказались в среднем в полтора раза больше, чем у одnogорбых. Так и должно быть, поскольку в обоих случаях двугорбые профили соответствуют центральному, а одnogорбые — периферийному прохождению луча зрения через диаграмму направленности.

Более того, имеющейся статистики оказалось достаточно, чтобы с уверенностью утверждать, что и предсказания (129)–(131), касающиеся ширины среднего профиля W_r для этих двух мод, также находятся в замечательном согласии с данными наблюдений. На рисунке 25 показаны гистограммы распределения О- и Х-пульсаров по величине $W_r P^{1/2}$. Как мы видим, эти распределения действительно существенно сдвинуты друг относительно друга, причём максимумы распределений в точности соответствуют предсказаниям (129)–(131). Что же касается наличия источников с большой величиной $W_r P^{1/2}$, то оно легко объясняется уширением, связанным с неортогональностью ротаторов (наблюдаемая ширина импульса $W_r^{\text{obs}} = W_r / \sin \chi$). Как показано в работе [177], при больших W_r^{obs} дифференциальное распределение должно иметь вид $N(W_r^{\text{obs}}) \propto (W_r^{\text{obs}})^{-3}$.

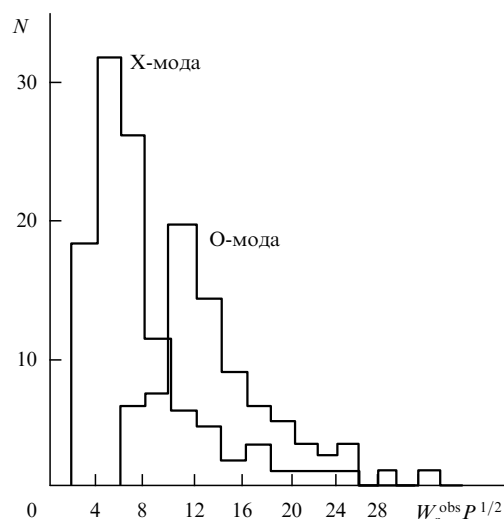


Рис. 25. Распределения для 170 О- и Х-пульсаров по величине $W_r P^{1/2}$ (в градусах), взятые из работы [222]. Максимумы распределений в точности соответствуют предсказаниям (129)–(131).

4. Заключение

Итак, пролетевшие незаметно 50 лет после открытия радиопульсаров оставляют чувство явной незавершённости. Безусловно, нужно ещё очень и очень потрудиться, чтобы хотя бы в целом понять физические процессы, происходящие в магнитосфере нейтронных звёзд. К сожалению, пульсары не дают нам чистого опыта, а количественные предсказания часто трудно проверить наблюдениями, как это имеет место, например, с вопросами о направлении эволюции угла наклона χ или же об усреднённом параметре торможения n_{br} .

Надо сказать, что журнал *УФН* всегда оперативно откликался на все важнейшие события, связанные с физикой радиопульсаров. Уже в 1969 г. были опубликованы первые результаты, посвящённые отечественным наблюдениям пульсаров как в радиодиапазоне (Пушино) [223–225], так и в оптическом диапазоне (КРАО) [226, 227]. В те же годы по горячим следам были напечатаны статьи патриархов российской (советской) астрофизики И.С. Шкловского [228, 229], В.Л. Гинзбурга [230–232] и Я.Б. Зельдовича [233], в которых был дан первый серьёзный анализ физических процессов, происходящих в магнитосфере нейтронных звёзд. Появились и работы [234–236], посвящённые возможности наблюдения радиопульсаров в различных диапазонах электромагнитного спектра.

И в дальнейшем в *УФН* был широко представлен весь спектр исследований радиопульсаров, включающий как сами наблюдения [237–240], так и теорию радиоизлучения [241–243]. Были опубликованы обзоры и сообщения с конференций по внутренней структуре нейтронных звёзд [138, 139, 244–249], их эволюции [152, 250], теории пульсарных магнитосфер [151, 251–253], эффектам общей теории относительности [254–258]. Кроме того, не следует забывать, что главный редактор *УФН* в течение многих лет Б.Б. Кадомцев написал книгу *На пульсаре* [259].

Так или иначе, в настоящее время теория магнитосферы пульсаров и пульсарного ветра является быстро развивающейся областью, объединившей в последние

годы десятки исследователей. Был достигнут реальный прогресс, включая некоторые количественные прогнозы (например, выражения для потерь энергии), которые, как можно надеяться, всё же будут непосредственно проверены в ближайшем будущем.

А что касается нашей теории, то до сих пор она остаётся неостребованной, хотя, как было показано выше, многие утверждения, которые были сделаны более тридцати лет назад, во всяком случае не противоречат наблюдениям. Впрочем, как уже говорилось, прямые тесты, которые могли бы пролить свет на механизм выделения энергии и когерентного излучения, в настоящее время не проводятся.

В заключение выражаю благодарность Д. Барсукову, А. Белобородову, Я.Н. Истомину, О. Каргальцеву, Г. Павлову, А. Потехину и особенно А. Филиппову за плодотворное обсуждение вопросов, затронутых в настоящем обзоре. Хотелось бы также поблагодарить А. Йесснера и Ж. Петри, внимательно прочитавших текст моего популярного доклада на конференции Gamma-2016 (Гейдельберг, Германия) на близкую тему, что позволило сделать ряд важных уточнений, а также Л. Арзамасского, А. Галишникову, Е. Новоселова и М. Рашковецкого за помощь в проведении вычислений. Отдельная благодарность рецензенту *УФН*, чьи многочисленные замечания позволили существенно улучшить стиль изложения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 17-02-00788).

5. Приложение

Следуя работе [36] (см. также [50]), напомним, как учёт зависимости тороидального магнитного поля от времени в области внутреннего зазора может повлиять на динамику рождения плазмы. В отличие от одномерного случая, рассмотренного в работах [113, 114] (в рамках которого, кстати, этот учёт провести невозможно) мы здесь вернёмся к классической идее "разрядов" (sparks), предложенной ещё в 1975 г. Рудерманом и Сазерлендом [29].

Итак, рассмотрим сильно вытянутый квазицилиндрический разряд с поперечным радиусом r_0 , в котором ток I за счёт рождения вторичных частиц растёт по закону $I = I_0 \exp(t/\tau)$. Здесь τ — характерное время возрастания тока, которое может быть оценено как $\tau \approx H/c$, где H — вертикальный размер области ускорения. Подставляя теперь зависящее от времени тороидальное магнитное поле $B_\phi(t) = 2I(t)/(cr_\perp)$ в уравнение Максвелла $c \nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B}/\partial t$, получаем для наводимого электрического поля

$$E_z \approx \frac{I(t)}{c^2 \tau}. \quad (132)$$

Естественно, направление этого поля противоположно направлению поля в зазоре $E_{RS} \approx 4\pi\rho_{GJ}H$. Поэтому при достижении током некоторой величины $I_{\max}$, когда электрическое поле в области ускорения будет экранировано, дальнейшее рождение частиц окажется невозможным. Таким образом, мы приходим к заключению, что продольный ток в отдельном разряде не может превышать значение $I_{\max} \approx c^2 \tau E_{RS}$:

$$I_{\max} \approx \frac{c\tau}{H} c\rho_{GJ}H^2. \quad (133)$$

Очень важно, что, как показано в работе [36], такое электрическое поле будет существовать вплоть до постоянного $r_\perp \sim H$ от оси разряда. Поэтому такой эффект был назван динамической экранировкой области ускорения. Поскольку в данном случае полное число разрядов в пределах полярной шапки можно оценить как $N \approx R_0^2/H^2$, мы получаем для полного электрического тока

$$I_{\text{tot}} \approx \frac{c\tau}{H} I_{GJ}. \quad (134)$$

С учётом оценки $\tau \approx H/c$ это и означает, что полный продольный ток не может существенно превышать локальный гольдрайховский ток.

Список литературы

1. Baade W, Zwicky F *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **20** 254 (1934)
2. Landau L *Phys. Z. Sowjetunion* **1** 285 (1932); Пер. на русск. яз.: Ландау Л Д *Собрание трудов* Т. 1 (М.: Наука, 1969) с. 86
3. Яковлев Д Г и др. *УФН* **183** 307 (2013); Yakovlev D G et al. *Phys. Usp.* **56** 289 (2013)
4. Pacini F *Nature* **216** 567 (1967)
5. Кардашев Н С *Астрон. журн.* **41** 807 (1964); Kardashev N S *Sov. Astron.* **8** 643 (1965)
6. Hewish A et al. *Nature* **217** 709 (1968)
7. Зельдович Я Б *ДАН СССР* **155** 67 (1964); Zel'dovich Ya B *Sov. Phys. Dokl.* **9** 195 (1964)
8. Shklovsky I S *Astrophys. J.* **148** L1 (1967)
9. Salpeter E E *Astrophys. J.* **140** 796 (1964)
10. Giacconi R et al. *Astrophys. J.* **167** L67 (1971)
11. Gold T *Nature* **218** 731 (1968)
12. Ostriker J P, Gunn J E *Astrophys. J.* **157** 1395 (1969)
13. Gunn J E, Ostriker J P *Astrophys. J.* **160** 979 (1970)
14. Gunn J E, Ostriker J P *Phys. Rev. Lett.* **22** 728 (1969)
15. Lyne A G, Graham-Smith F *Pulsar Astronomy* 3rd ed. (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006)
16. Max C, Perkins F *Phys. Rev. Lett.* **27** 1342 (1971)
17. Asséo E, Kennel C F, Pellat R *Astron. Astrophys.* **65** 401 (1978)
18. Sturrock P A *Astrophys. J.* **164** 529 (1971)
19. Железняков В В *Электромагнитные волны в космической плазме* (М.: Наука, 1977)
20. Берестецкий В Б, Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Квантовая электродинамика* (М.: Наука, 1989); Пер. на англ. яз.: Berestetskii V B, Lifshitz E M, Pitaevskii L P *Quantum Electrodynamics* (Oxford: Butterworth-Heinemann, 1999)
21. Brice N M, Ioannidis G A *Icarus* **13** 173 (1970)
22. Radhakrishnan V, Cooke D J *Astrophys. Lett.* **3** 225 (1969)
23. Oster L, Sieber W *Astrophys. J.* **210** 220 (1976)
24. Rankin J M *Astrophys. J.* **274** 333 (1983)
25. Goldreich P, Julian W H *Astrophys. J.* **157** 869 (1969)
26. Michel F C *Astrophys. J.* **158** 727 (1969)
27. Бескин В С *УФН* **180** 1241 (2010); Beskin V S *Phys. Usp.* **53** 1199 (2010)
28. Попов М В, Рудницкий А Г, Соголаснов В А *Астрон. журн.* **94** 194 (2017); Popov M V, Rudnitskii A G, Soglasnov V A *Astron. Rep.* **61** 178 (2017)
29. Ruderman M A, Sutherland P G *Astrophys. J.* **196** 51 (1975)
30. Альбер Я И, Кротова З Н, Эйдман В Я *Астрофизика* **11** 283 (1975); Al'ber Ya I, Krotova Z N, Éidman V Ya *Astrophysics* **11** 189 (1975)
31. Кадомцев Б Б, Кудрявцев В С *Письма в ЖЭТФ* **13** 15 (1971); Kadomtsev B B, Kudryavtsev V S *JETP Lett.* **13** 9 (1971)
32. Гинзбург В Л, Усов В В *Письма в ЖЭТФ* **15** 280 (1972); Ginzburg V L, Usov V V *JETP Lett.* **15** 196 (1972)
33. Chen H-H, Ruderman M A, Sutherland P G *Astrophys. J.* **191** 473 (1974)
34. Hillebrandt W, Müller E *Astrophys. J.* **207** 589 (1976)
35. Flowers E G et al. *Astrophys. J.* **215** 291 (1977)
36. Бескин В С *Астрон. журн.* **59** 726 (1982); Beskin V S *Sov. Astron.* **26** 443 (1982)
37. Ghosh A, Chakrabarty S J. *Astrophys. Astron.* **32** 377 (2011)

38. Fowler R H, Nordheim L *Proc. R. Soc. London A* **119** 173 (1928)
39. Cheng A F, Ruderman M A *Astrophys. J.* **235** 576 (1980)
40. Müller E *Astron. Astrophys.* **130** 415 (1984)
41. Jones P B *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **216** 503 (1985)
42. Neuhauser D, Langanke K, Koonin S E *Phys. Rev. A* **33** 2084 (1986)
43. Neuhauser D, Koonin S E, Langanke K *Phys. Rev. A* **36** 4163 (1987)
44. Fawley W M, Arons J, Scharlemann E T *Astrophys. J.* **217** 227 (1977)
45. Arons J, Scharlemann E T *Astrophys. J.* **231** 854 (1979)
46. Arons J *Astrophys. J.* **248** 1099 (1981)
47. Daugherty J K, Harding A K *Astrophys. J.* **273** 761 (1983)
48. Гуревич А В, Истомин Я Н *ЖЭТФ* **89** 3 (1985); Gurevich A V, Istomin Ya N *Sov. Phys. JETP* **62** 1 (1985)
49. Hirschman J A, Arons J *Astrophys. J.* **554** 624 (2001)
50. Истомин Я Н, Собьянин Д Н *ЖЭТФ* **136** 458 (2009); Istomin Ya N, Sob'yanin D N *JETP* **109** 393 (2009)
51. Medin Z, Lai D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **406** 1379 (2010)
52. Барсуков Д П, Кантор Е М, Цыган А И *Астрон. журн.* **84** 523 (2007); Barsukov D P, Kantor E M, Tsygan A I *Astron. Rep.* **51** 469 (2007)
53. Gralla S E, Lupsasca A, Philippov A *Astrophys. J.* **851** 137 (2017)
54. de Jager O C et al. *Astrophys. J.* **457** 253 (1996)
55. Bucciantini N, Arons J, Amato E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **410** 381 (2011)
56. de Jager O C *Astrophys. J.* **658** 1177 (2007)
57. Lyutikov M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **353** 1095 (2004)
58. Hooper D, Blasi P, Dario Serpico P *J. Cosmology Astropart. Phys.* **2009** (01) 025 (2009)
59. Malyshev D, Cholis I, Gelfand J *Phys. Rev. D* **80** 063005 (2009)
60. Mestel L *Astrophys. Space Sci.* **24** 289 (1973)
61. Michel F C *Astrophys. J.* **180** 207 (1973)
62. Okamoto I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **167** 457 (1974)
63. Scharlemann E T, Wagoner R V *Astrophys. J.* **182** 951 (1973)
64. Mestel L, Wang Y-M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **188** 799 (1979)
65. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1978); Пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *Electrodynamics of Continuous Media* (Oxford: Pergamon Press, 1984)
66. Michel F C *Astrophys. J.* **180** L133 (1973)
67. Бескин В С, Гуревич А В, Истомин Я Н *ЖЭТФ* **85** 401 (1983); Beskin V S, Gurevich A V, Istomin Ya N *Sov. Phys. JETP* **58** 235 (1983)
68. Mestel L, Panagi P, Shibata S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **309** 388 (1999)
69. Beskin V S, Gurevich A V, Istomin Ya N *Physics of the Pulsar Magnetosphere* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993)
70. Philippov A, Tchekhovskoy A, Li J G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **441** 1879 (2014)
71. Okamoto I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **173** 357 (1975)
72. Heinemann M, Olbert S J. *Geophys. Res.* **83** 2457 (1978)
73. Ardavan H *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **189** 397 (1979)
74. Heyvaerts J, Norman C *Astrophys. J.* **347** 1055 (1989)
75. Боговалов С В *Письма в Астрон. журн.* **16** 844 (1990); Bogovalov S V *Sov. Astron. Lett.* **16** 362 (1990)
76. Pelletier G, Pudritz R E *Astrophys. J.* **394** 117 (1992)
77. Tomimatsu A *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **46** 123 (1994)
78. Бескин В С *Письма в Астрон. журн.* **16** 665 (1990); Beskin V S *Sov. Astron. Lett.* **16** 286 (1990)
79. Муслимов А Г, Цыган А И *Астрон. журн.* **67** 263 (1990); Muslimov A G, Tsygan A I *Sov. Astron.* **34** 133 (1990)
80. Muslimov A G, Tsygan A I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **255** 61 (1992)
81. Dermer C D *Astrophys. J.* **360** 197 (1990)
82. Sturmer S J *Astrophys. J.* **446** 292 (1995)
83. Jessner A, Lesch H, Kunz T *Astrophys. J.* **547** 959 (2001)
84. Coroniti F V *Astrophys. J.* **349** 538 (1990)
85. Michel F C *Astrophys. J.* **431** 397 (1994)
86. Kennel C F, Coroniti F V *Astrophys. J.* **283** 694 (1984)
87. Kennel C F, Coroniti F V *Astrophys. J.* **283** 710 (1984)
88. Krause-Polstorff J, Michel F C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **213** 43P (1985)
89. Rylov Yu A *Astrophys. Space Sci.* **51** 59 (1977)
90. Jackson E A *Astrophys. J.* **206** 831 (1976)
91. Contopoulos I, Kazanas D, Fendt C *Astrophys. J.* **511** 351 (1999)
92. Ogura J, Kojima Y *Prog. Theor. Phys.* **109** 619 (2003)
93. Goodwin S P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **349** 213 (2004)
94. Gruzinov A *Phys. Rev. Lett.* **94** 021101 (2005)
95. Contopoulos I *Astron. Astrophys.* **442** 579 (2005)
96. Komissarov S S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **367** 19 (2006)
97. McKinney J C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **368** L30 (2006)
98. Timokhin A N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **368** 1055 (2006)
99. Lovelace R V E, Turner L, Romanova M M *Astrophys. J.* **652** 1494 (2006)
100. Bogovalov S V *Astron. Astrophys.* **349** 1017 (1999)
101. Ingraham R L *Astrophys. J.* **186** 625 (1973)
102. Lyubarsky Y, Kirk J G *Astrophys. J.* **547** 437 (2001)
103. Shibata S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **287** 262 (1997)
104. Beloborodov A M *Astrophys. J.* **683** L41 (2008)
105. Spitkovsky A *Astrophys. J.* **648** L51 (2006)
106. Kalapotharakos C, Contopoulos I *Astron. Astrophys.* **496** 495 (2009)
107. Kalapotharakos C, Contopoulos I, Kazanas D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **420** 2793 (2012)
108. Pétri J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **424** 605 (2012)
109. Li J G, Spitkovsky A, Tchekhovskoy A *Astrophys. J.* **746** L24 (2012)
110. Tchekhovskoy A, Spitkovsky A, Li J G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **435** L1 (2013)
111. Philippov A, Tchekhovskoy A, Li J G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **441** 1879 (2014)
112. Tchekhovskoy A, Philippov A, Spitkovsky A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **457** 3384 (2016)
113. Timokhin A N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **408** 2092 (2010)
114. Timokhin A N, Arons J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **429** 20 (2013)
115. Timokhin A N, Harding A K *Astrophys. J.* **810** 144 (2015)
116. Li J, Spitkovsky A, Tchekhovskoy A *Astrophys. J.* **746** 60 (2012)
117. Kalapotharakos C et al. *Astrophys. J.* **749** 2 (2012)
118. Philippov A A et al. *Astrophys. J.* **815** L19 (2015)
119. Philippov A A, Spitkovsky A *Astrophys. J.* **785** L33 (2014)
120. Chen A Y, Beloborodov A M *Astrophys. J.* **795** L22 (2014)
121. Shinya Y, Shinpei S *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **64** 43 (2012)
122. Philippov A A, Spitkovsky A, Cerutti B *Astrophys. J. Lett.* **801** L19 (2015)
123. Belyaev M A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **449** 2759 (2015)
124. Cerutti B et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **448** 606 (2015)
125. Kalapotharakos C, Harding A K, Kazanas D *Astrophys. J.* **793** 97 (2014)
126. Lyne A G, Manchester R N, Taylor J H *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **213** 613 (1985)
127. Maciesiak K, Gil J, Ribeiro V A R M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **414** 1314 (2011)
128. Малов И Ф *Радиопульсары* (М.: Наука, 2004)
129. Narayan R, Vivekanand M *Astron. Astrophys.* **113** L3 (1982)
130. von Hoensbroech A, Xilouris K M *Astron. Astrophys.* **324** 981 (1997)
131. Everett J E, Weisberg J M *Astrophys. J.* **553** 341 (2001)
132. Mitra D, Rankin J M *Astrophys. J.* **727** 92 (2011)
133. Rookyard S C, Weltevrede P, Johnston S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **446** 3367 (2015)
134. Usov V V, Melrose D B *Astrophys. J.* **464** 306 (1996)
135. Medin Z, Lai D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **382** 1833 (2007)
136. Lai D, Salpeter E E *Astrophys. J.* **491** 270 (1997)
137. Shapiro S L, Teukolsky S A *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects* (New York: Wiley, 1983); Шапиро С, Тьюколски С *Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды* (М.: Мир, 1985)
138. Яковлев Д Г, Левенфисх К П, Шибанов Ю А *УФН* **169** 825 (1999); Yakovlev D G, Levenfish K P, Shibanov Yu A *Phys. Usp.* **42** 737 (1999)
139. Потехин А Ю *УФН* **184** 793 (2014); Potekhin A Yu *Phys. Usp.* **57** 735 (2014)
140. Kargaltsev O et al. *Astrophys. J. Suppl.* **201** 37 (2012)
141. Szary A, PhD Thesis (Zielena Góra: Univ. of Zielena Góra, 2015); arXiv:1304.4203
142. Viganò D et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **434** 123 (2013)
143. Gil J, Melikidze G I, Geppert U *Astron. Astrophys.* **407** 315 (2003)
144. Gil J A, Sendyk M *Astrophys. J.* **541** 351 (2000)
145. Rankin J M *Astrophys. J.* **301** 901 (1986)

146. Rankin J, Rosen R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **439** 3860 (2014)
147. Weltevredre P, Stappers B W, Edwards R T *Astron. Astrophys.* **469** 607 (2007)
148. Keith M J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **402** 745 (2010)
149. Gruzinov A *Astrophys. J. Lett.* **647** L119 (2006)
150. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Наука, 1973); Пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *The Classical Theory of Fields* (Oxford: Butterworth-Heinemann, 2000)
151. Бескин В С, Истомин Я Н, Филиппов А А *УФН* **183** 179 (2013); Beskin V S, Istomin Ya N, Philippov A A *Phys. Usp.* **56** 164 (2013)
152. Бескин В С, Желтоухов А А *УФН* **184** 865 (2014); Beskin V S, Zheltoukhov A A *Phys. Usp.* **57** 799 (2014)
153. Deutsch A J *Ann. d'Astrophys.* **18** 1 (1955)
154. Michel F C, Li H *Phys. Rep.* **318** 227 (1999)
155. Бескин В С *Осесимметричные стационарные течения в астрофизике* (М.: Физматлит, 2005)
156. Good M L, Ng K K *Astrophys. J.* **299** 706 (1985)
157. Beskin V S *MHD Flows in Compact Astrophysical Objects* (Heidelberg: Springer, 2009)
158. Бескин В С, Нохрина Е Е *Письма в Астрон. журн.* **30** 754 (2004); Beskin V S, Nokhrina E E *Astron. Lett.* **30** 685 (2004)
159. Bai X-N, Spitkovsky A *Astrophys. J.* **715** 1282 (2010)
160. Beskin V S et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **932** 012012 (2017)
161. Davis L, Goldstein M *Astrophys. J.* **159** L81 (1970)
162. Goldreich P *Astrophys. J.* **160** L11 (1970)
163. Melatos A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **313** 217 (2000)
164. Ostriker J P, Gunn J E *Astrophys. J.* **157** 1395 (1969)
165. Mestel L, Moss D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **361** 595 (2005)
166. Michel F C *Theory of Neutron Star Magnetospheres* (Chicago: Univ. of Chicago Press, 1991)
167. Istomin Ya N, in *Progress in Neutron Star Research* (Ed. A P Wass) (New York: Nova Science Publ., 2005) p. 27
168. Barsukov D P, Tsygan A I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **409** 1077 (2010)
169. Biryukov A, Beskin G, Karpov S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **420** 103 (2012)
170. Beskin V S, Gurevich A V, Istomin Ya N *Astrophys. Space Sci.* **102** 301 (1984)
171. Истомин Я Н *ЖЭТФ* **94** 148 (1988); Istomin Ya N *JETP* **67** 1380 (1988)
172. Beskin V S, Gurevich A V, Istomin Ya N *Astrophys. Space Sci.* **146** 205 (1988)
173. Beskin V S, Nokhrina E E *Astrophys. Space Sci.* **308** 569 (2007)
174. Istomin Ya N, Philippov A A, Beskin V S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **422** 232 (2012)
175. Beskin V S, Philippov A A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **425** 814 (2012)
176. Prokofev V V, Arzamasskiy L I, Beskin V S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **454** 2146 (2015)
177. Arzamasskiy L I, Beskin V S, Pirov K K *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **466** 2325 (2017)
178. Beskin V S, Malyshev L M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **298** 847 (1998)
179. Gruzinov A, arXiv:1303.4094
180. Aharonian F A, Bogovalov S V, Khangulyan D *Nature* **482** 507 (2012)
181. Aleksić J et al. *Astrophys. J.* **742** 43 (2011)
182. Beskin V S, Rafikov R R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **313** 433 (2000)
183. Smith F G *Pulsars* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1977); Пер. на русск. яз.: Смит Ф *Пульсары* (М.: Мир, 1979)
184. Manchester R N, Taylor J H *Pulsars* (San Francisco: W.H. Freeman, 1977); Пер. на русск. яз.: Манчестер Р, Тейлор Дж *Пульсары* (М.: Мир, 1980)
185. Arzamasskiy L, Philippov A, Tchekhovskoy A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **453** 3540 (2015)
186. Archibald A et al. *Astrophys. J.* **819** L16 (2016)
187. Истомин Я Н, Шабанова Т В *Астрон. журн.* **84** 139 (2007); Istomin Ya N, Shabanova T V *Astron. Rep.* **51** 119 (2007)
188. Lyne A et al. *Science* **342** 598 (2013)
189. Rankin J M *Astrophys. J.* **352** 247 (1990)
190. Tauris T M, Manchester R N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **298** 625 (1998)
191. Faucher-Giguère C-A, Kaspi V M *Astrophys. J.* **643** 332 (2006)
192. Weltevredre P, Johnston S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **387** 1755 (2008)
193. Young M D T et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **402** 1317 (2010)
194. Gullón M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **443** 1891 (2014)
195. Vivekanand M, Narayan R J *Astrophys. J.* **2** 315 (1981)
196. Stollman G M *Astron. Astrophys.* **178** 143 (1987)
197. Lorimer D R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **263** 403 (1993)
198. Popov S B et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **401** 2675 (2010)
199. Igoshev A P, Popov S B *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **444** 1066 (2014)
200. Барсуков Д П, Полякова П И, Цыган А И *Астрон. журн.* **86** 95 (2009); Barsukov D P, Polyakova P I, Tsygan A I *Astron. Rep.* **53** 86 (2009)
201. Goglichidze O A, Barsukov D P, Tsygan A I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **451** 2564 (2015)
202. Tong H, Kou F F *Astrophys. J.* **837** 117 (2017)
203. Eksi K Y et al. *Astrophys. J.* **823** 34 (2017)
204. Barnard J J, Arons J *Astrophys. J.* **302** 137 (1986)
205. Lyutikov M J. *Plasma Phys.* **62** 65 (1999)
206. Usov V V, in *On the Present and Future of Pulsar Astronomy, 26th Meeting of the IAU, Joint Discussion 2, 16–17 August, 2006, Prague, Czech Republic*, JD02, id.#3
207. Lyubarsky Yu *AIP Conf. Proc.* **983** 29 (2008)
208. Noutsos A et al. *Astron. Astrophys.* **576** A62 (2015)
209. Hakobyan H L, Beskin V S, Philippov A A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **469** 2704 (2017)
210. Szary A et al. *Astrophys. J.* **784** 59 (2014)
211. Proszynski M, Przybycien D, in *Birth and Evolution of Neutron Stars. Issues Raised by Millisecond Pulsars. Proc. of the NRAO Workshop, Green Bank, West Virginia, June 6–8, 1984* (Eds S P Reynolds, D R Stinebring) (Green Bank: National Radio Astronomy Observatory, 1984) p. 151
212. Manchester R N et al. *Astron. J.* **129** 1993 (2005)
213. Малов И Ф, Малов О И *Астрон. журн.* **83** 542 (2006); Malov I F, Malov O I *Astron. Rep.* **50** 483 (2006)
214. Bates S D et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **439** 2893 (2014)
215. Lyubarskii Y E, Petrova S A *Astron. Astrophys.* **333** 181 (1998)
216. Petrova S A, Lyubarskii Y E *Astron. Astrophys.* **355** 1168 (2000)
217. Wang C, Lai D, Han J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **403** 569 (2010)
218. Wang C, Han J L, Lai D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **417** 1183 (2011)
219. Pilia M et al. *Astron. Astrophys.* **586** A92 (2016)
220. Bilous A V et al. *Astron. Astrophys.* **591** A134 (2016)
221. Murphy T et al. *Publ. Astron. Soc. Australia* **34** e020 (2017)
222. Johnston S, Kerr M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **474** 4629 (2018)
223. Алексеев Ю И, Виткевич В В, Шитов Ю П *УФН* **99** 522 (1969); Alekseev Yu I, Vitkevich V V, Shitov Yu P *Sov. Phys. Usp.* **12** 805 (1970)
224. Алексеев Ю И и др. *УФН* **99** 523 (1969); Alekseev Yu I et al. *Sov. Phys. Usp.* **12** 806 (1970)
225. Виткевич В В и др. *УФН* **99** 523 (1969); Vitkevich V V et al. *Sov. Phys. Usp.* **12** 806 (1970)
226. Шаховской Н М, Ефимов Ю С, Проник В И *УФН* **99** 520 (1969); Shakhovskoi N M, Efimov Yu S, Pronik V I *Sov. Phys. Usp.* **12** 804 (1970)
227. Проник В И, Проник И И, Чуваев К К *УФН* **99** 521 (1969); Pronik V I, Pronik I I, Chuvaev K K *Sov. Phys. Usp.* **12** 805 (1970)
228. Шкловский И С *УФН* **95** 249 (1968); Shklovskii I S *Sov. Phys. Usp.* **11** 435 (1968)
229. Шкловский И С *УФН* **99** 526 (1969); Shklovskii I S *Sov. Phys. Usp.* **12** 808 (1970)
230. Гинзбург В Л *УФН* **99** 514 (1969); Ginzburg V L *Sov. Phys. Usp.* **12** 800 (1970)
231. Гинзбург В Л *УФН* **103** 393 (1971); Ginzburg V L *Sov. Phys. Usp.* **14** 83 (1971)
232. Гинзбург В Л *УФН* **103** 770 (1971); Ginzburg V L *Sov. Phys. Usp.* **14** 229 (1971)
233. Зельдович Я Б *УФН* **110** 441 (1973); Zel'dovich Ya B *Sov. Phys. Usp.* **16** 559 (1974)
234. Кардашев Н С *УФН* **99** 526 (1969); Kardashev N S *Sov. Phys. Usp.* **12** 808 (1970)
235. Слыш В И *УФН* **99** 526 (1969); Slysh V I *Sov. Phys. Usp.* **12** 808 (1970)
236. Степанян А А и др. *УФН* **99** 523 (1969); Stepanyan A A et al. *Sov. Phys. Usp.* **12** 806 (1970)
237. Виткевич В В, Малов И Ф, Шитов Ю П *УФН* **99** 527 (1969); Vitkevich V V, Malov I F, Shitov Yu P *Sov. Phys. Usp.* **12** 809 (1970)

238. Шитов Ю П *УФН* **109** 775 (1973); Shitov Yu P *Sov. Phys. Usp.* **16** 288 (1973)
239. Кузьмин А Д *УФН* **156** 181 (1988); Kuz'min A D *Sov. Phys. Usp.* **31** 881 (1988)
240. Шабанова Т В *УФН* **164** 662 (1994); Shabanova T V *Phys. Usp.* **37** 618 (1994)
241. Ерухимов Л М *УФН* **99** 523 (1969); Erukhimov L M *Sov. Phys. Usp.* **12** 806 (1970)
242. Железняков В В *УФН* **99** 524 (1969); Zheleznyakov V V *Sov. Phys. Usp.* **12** 807 (1970)
243. Железняков В В *УФН* **109** 777 (1973); Zheleznyakov V V *Sov. Phys. Usp.* **16** 289 (1973)
244. Киржниц Д А *УФН* **104** 489 (1971); Kirzhnits D A *Sov. Phys. Usp.* **14** 512 (1972)
245. Бескин В С *УФН* **152** 683 (1987); Beskin V S *Sov. Phys. Usp.* **30** 733 (1987)
246. Седракан Д М, Шахабасян К М *УФН* **161** (7) 3 (1991); Sedrakyan D M, Shakhabyan K M *Sov. Phys. Usp.* **34** 555 (1991)
247. Киржниц Д А *УФН* **165** 829 (1995); Kirzhnits D A *Phys. Usp.* **38** 791 (1995)
248. Киржниц Д А, Юдин С Н *УФН* **165** 1335 (1995); Kirzhnits D A, Yudin S N *Phys. Usp.* **38** 1283 (1995)
249. Яковлев Д Г *УФН* **171** 866 (2001); Yakovlev D G *Phys. Usp.* **44** 823 (2001)
250. Бисноватый-Коган Г С *УФН* **176** 59 (2006); Bisnovaty-Kogan G S *Phys. Usp.* **49** 53 (2006)
251. Бескин В С, Гуревич А В, Истомин Я Н *УФН* **141** 539 (1983); Beskin V S, Gurevich A V, Istomin Ya N *Sov. Phys. Usp.* **26** 1006 (1983)
252. Бескин В С, Гуревич А В, Истомин Я Н *УФН* **150** 257 (1986); Beskin V S, Gurevich A V, Istomin Ya N *Sov. Phys. Usp.* **29** 946 (1986)
253. Бескин В С *УФН* **169** 1169 (1999); Beskin V S *Phys. Usp.* **42** 1071 (1999)
254. Weisberg J M, Taylor J H, Fowler L A *Sci. Am.* **245** (10) 66 (1981); Вайсберг Дж, Тейлор Дж, Фаулер Л *УФН* **137** 707 (1982)
255. Гришук Л П *УФН* **156** 297 (1988); Grishchuk L P *Sov. Phys. Usp.* **31** 940 (1988)
256. Hulse R A *Rev. Mod. Phys.* **66** 699 (1994); Халс Р А *УФН* **164** 743 (1994)
257. Taylor J H (Jr.) *Rev. Mod. Phys.* **66** 711 (1994); Тэйлор Дж Х (мл.) *УФН* **164** 757 (1994)
258. Уилл К М *УФН* **164** 765 (1994); Will C M *Phys. Usp.* **37** 697 (1994)
259. Кадомцев Б Б *На нульсаре* (Ижевск: Регулярная и хаотическая динамика, 2001); Пер. на англ. яз.: Kadomsev B B *On the Pulsar* (Singapore: World Scientific, 2009); Пер. на итал. яз.: Kadomtsev B B *Sulla Pulsar* (Ferrara: Akousmata, 2013)

Radio pulsars — already fifty years!

V.S. Beskin

*Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,
Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation;
Moscow Institute of Physics and Technology (State University),
Institutskii per. 9, 141700 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russian Federation
Tel. +7 (499) 132 65 95. E-mail: beskin@lpi.ru*

Despite fifty years since the discovery of radio pulsars, there is still no satisfactory understanding of how these amazing objects operate. While there has been significant progress in understanding the basic properties of radio pulsars, there is yet no consensus on key issues such as the nature of coherent radio emission or the conversion mechanism of the electromagnetic energy of pulsar wind into particle energy. This review attempts to present the main theoretical results on the magnetosphere of neutron stars. A number of questions are formulated which, while seemingly fairly simple, have remained unanswered since the very beginning of the field and which should necessarily be resolved before any further progress can be made.

Keywords: radio pulsars, pulsar magnetosphere, pulsar wind

PACS numbers: **01.65. + g**, 95.30.Qd, 97.60.Gb

Bibliography — 259 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **188** (4) 377–408 (2018)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.10.038216>

Received 31 July 2017, revised 3 October 2017

Physics – Uspekhi **61** (4) (2018)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2017.10.038216>