

#### 4. МОДЕЛЬ БЕСКИНА–ГУРЕВИЧА–ИСТОМИНА

Развитие стандартной модели (модели Рудермана–Сазерленда) шло по нескольким направлениям: 1) поиск самосогласованных решений уравнений Максвелла, 2) рассмотрение пульсара как электронного устройства или электрической цепи [111], 3) исследование различных типов волн и неустойчивостей в магнитосферной плазме и, наконец, 4) анализ наблюдательных данных в свете существующих представлений, который позволяет наложить ограничения на основные параметры модели.

В случае отсутствия продольных электрических полей и токов решение для соосного ротатора было получено в работах [112–114]. Однако, как мы уже отмечали, в магнитосферах пульсаров должны существовать области ускорения зарядов, где  $E_{\parallel} \neq 0$ , а сам пульсар в общем случае представляет собой наклонный ротатор. Наиболее продвинутые исследования в разработке структуры магнитосферы выполнены Бескиным, Гуревичем и Истоминым [115], которые рассмотрели полную систему уравнений Максвелла, замкнутую кинетическими уравнениями для функций распределения электронов и позитронов. Эта система уравнений может быть решена только при наличии малых параметров. К счастью, в магнитосфере пульсара существует целый ряд параметров, которые можно считать малыми. Прежде всего устойчивость наблюдаемых характеристик пульсаров даёт возможность считать магнитосферу квазистационарной, и зависимость всех величин от времени входит лишь через комбинацию с азимутальным углом:  $\varphi - \Omega t$ .

Как мы уже говорили, магнитосфера заполняется плазмой до тех пор, пока созданное ею электрическое поле  $E_{\parallel}$  не заэкранирует поле вращающегося магнита. При этом отношение  $\mu_E = E_{\parallel}/E_{\perp}$  оказывается величиной малой:

$$\mu_E \approx \frac{\varepsilon c}{eL\Omega RB}, \quad (64)$$

где  $\varepsilon = \gamma m c^2$ ,  $L$  – характерный размер. При  $\gamma = 10^3$  и  $L = r_{LC}$ ,  $B = 10^{12}$  Гс для пульсара с  $P = 1$  с  $\mu_E \sim 10^{-4}$ . В нулевом приближении по параметру  $\mu_E$

$$E_{\parallel} = 0. \quad (65)$$

Следует, однако, иметь в виду, что при удалении от поверхности  $\mu_E$  может стать сравнимым с единицей, т.е. указанное приближение нарушается.

Поперечное движение зарядов связано в основном с дрейфом в скрещённых полях, скорость которого равна

$$\mathbf{v}_{\perp 0}^+ = \mathbf{v}_{\perp 0}^- = \frac{c}{B^2} [\mathbf{E} \times \mathbf{B}]. \quad (66)$$

Поправки к  $\mathbf{v}_{\perp 0}^{\pm}$  можно найти путём разложения по параметру  $\alpha^{-1}$ , где величина

$$\alpha = \frac{eB}{mc\gamma\Omega} = 3 \cdot 10^{18} P(R/r)^3 / \gamma \quad (67)$$

представляет собой отношение радиуса светового цилиндра к ларморовскому радиусу частицы и значительно превышает единицу (для вторичной плазмы) даже вблизи светового цилиндра.

В первом приближении по  $\alpha^{-1}$  поправка к  $\mathbf{v}_{\perp 0}^{\pm}$  составляет

$$\mathbf{v}_{\perp 1}^{\pm} = \pm \frac{c}{eE^2} \left[ \mathbf{E} \times \frac{d\mathbf{p}_{\perp}^{\pm}}{dt} \right] = \pm \alpha^{-1} \mathbf{v}_{\perp 0}^{\pm}. \quad (68)$$

В выражении для тока разложение идёт по параметру

$$\mu_B = \Lambda / \alpha, \quad (69)$$

где

$$\Lambda = n/n_{GJ} - \quad (70)$$

множественность рождения частиц (здесь  $n_{GJ}$  – плотность Голд-райха – Джулиана). В нулевом приближении по  $\mu_B$

$$\mathbf{j}_{\perp} = c\rho[\mathbf{E} \times \mathbf{B}] / B^2. \quad (71)$$

Опять следует подчеркнуть, что на больших расстояниях от поверхности параметр  $\mu_B$  может стать сравнимым с единицей. Продольный ток в данной задаче рассматривается как свободный параметр. В нулевых приближениях по указанным параметрам в результате довольно громоздких преобразований можно получить окончательное уравнение для магнитного поля

$$\text{rot}\{\mathbf{B}(1 - \beta_r^2) + \beta_r(\beta_r \mathbf{B}) + [\beta_r \times \nabla\Phi]\} = \frac{4\pi}{1 - \beta_r^2 + \beta_r[\nabla\Phi \times \mathbf{B}] / B^2} \times \quad (72)$$

$$\times \left\{ \frac{i_{\parallel}}{c} [(1 - \beta_r^2)\mathbf{B} + [\beta_r \times \nabla\Phi]] + \right. \\ \left. + \frac{[\nabla\Phi \times \mathbf{B}]}{B^2} \left[ \frac{\Omega\mathbf{B}}{2\pi c} + \frac{1}{4\pi} [\Delta\Phi - \beta_r \nabla(\beta_r \nabla\Phi)] \right] \right\},$$

в котором

$$\beta_r = [\Omega \times \mathbf{r}] / c. \quad (73)$$

Электрический потенциал  $\Phi = \Phi(\mathbf{r}_\perp)$  и продольный ток  $i_\parallel(\mathbf{r})$  играют роль источников. Уравнение (72) следует дополнить уравнением

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0. \quad (74)$$

Потенциал  $\Phi(\mathbf{r}_\perp)$  постоянен вдоль магнитных силовых линий.

Как следует из уравнения (72), необходимо наложить граничное условие на поверхности  $S_d$ , определяемой соотношением

$$1 - \beta_r^2 + \beta_r [\nabla \Phi \times \mathbf{B}] / B^2 = 0, \quad (75)$$

где правая часть уравнения имеет особенность.

В работе [115] было получено решение (72) для осесимметричного случая при функциях источников вида

$$\Phi(f) = \Phi_0 - \beta f \quad (76)$$

и

$$g(f) = i_0 f, \quad (77)$$

где  $f = f(\rho, z)$  – некоторая скалярная функция, определяющая структуру магнитного поля, а  $g(\rho, z)$  – произвольная скалярная функция. При этом картина силовых линий для  $i_0 = 0$ ,  $\beta = 0$  совпадает с той, что была получена Мишелем [112] (рис. 24).

Затем была решена задача для произвольного наклона осей, но при  $\Phi = 0$  и  $i_\parallel = 0$  (рис. 25).

В работе [115] сделаны два важных вывода:

1) На световом цилиндре азимутальная составляющая магнитного поля обращается в нуль. При этом вектор Пойнтинга здесь имеет только азимутальный компонент, т.е. потери на электромагнитное излучение в этой области отсутствуют. Торможение пульсара связывается с пондеромоторным взаимодействием токов, текущих по поверхности нейтронной звезды, с её магнитным полем.

2) Для того, чтобы иметь решения в области замкнутой магнитосферы, необходимо выполнить условие согласования, которое устанавливает связь между электрическим потенциалом и продольным током (между величинами  $\Phi$  и  $i_0$ ). Это условие огра-

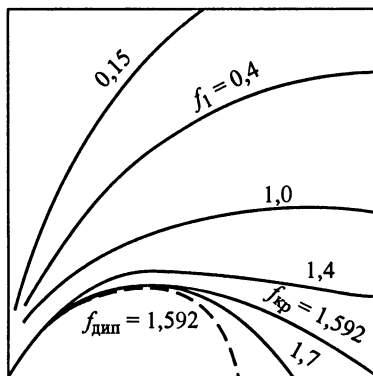
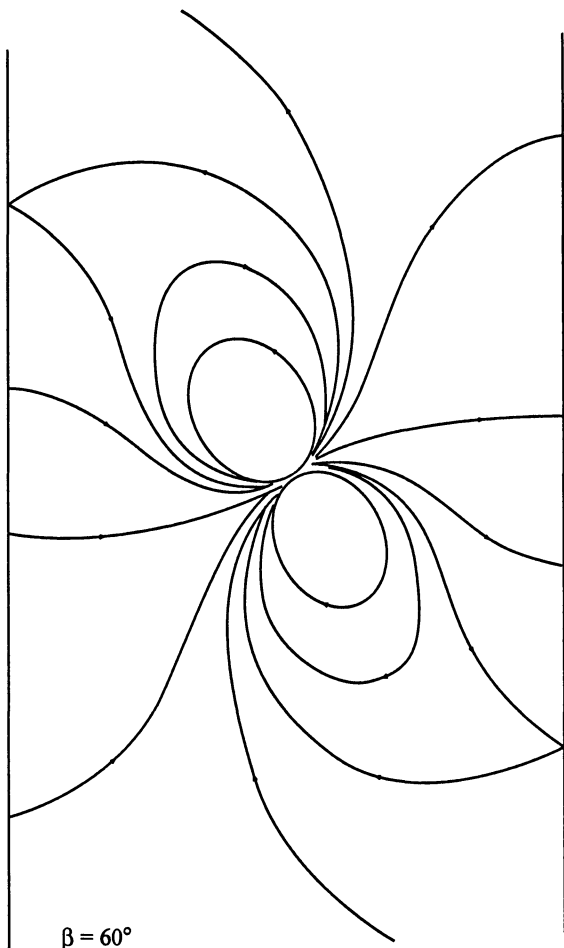


Рис. 24. Структура магнитосферы при  $i_0 = 0$  и  $\beta = 0$



**Рис. 25.** Структура магнитосферы наклонного ротатора [115]

ничивает возможные схемы образования вторичной плазмы и ускорения зарядов вблизи поверхности нейтронной звезды.

Уравнение (72) показывает, насколько сложна задача о структуре магнитосферы пульсара. Численные расчёты, проведённые в последнее время [116], приводят к интересным и порой неожиданным выводам о существенных отклонениях от модели Голдрайха–Джулиана и её последующих модификаций. Очень важны поэтому ограничения на возможные модели и механизмы, вытекающие из сравнения их предсказаний с наблюдательными данными. Иллюстрацией такого подхода может служить анализ, проведённый в следующем разделе.