

может быть хорошо описана этими кривыми.

Полученная в работе [126] в рамках теории изгибно-плазменных неустойчивостей величина частоты излома

$$v_c = \frac{c}{2\pi\rho} (\gamma_{\min}^-)^3 \left( \frac{\gamma_{\min}^+}{\gamma_{\min}^-} \right)^{12/5} \quad (16)$$

для дипольного поля может быть представлена в виде

$$v_c = 700 \frac{(\gamma_{100}^-)^3}{\sqrt{rP/R_*}} \left( \frac{\gamma_{300}^+}{\gamma_{100}^-} \right)^{12/5} \quad (17)$$

Ряд авторов высказывает сомнения в возможности существования подобного рода неустойчивостей в магнитосферах пульсаров [133, 134]. Здесь мы лишь подчеркнём, что выражение (17) даёт неприемлемо низкое значение  $v_c$ , особенно если учесть, что генерация соответствующих волн происходит на расстояниях  $r \gg R_*$ .

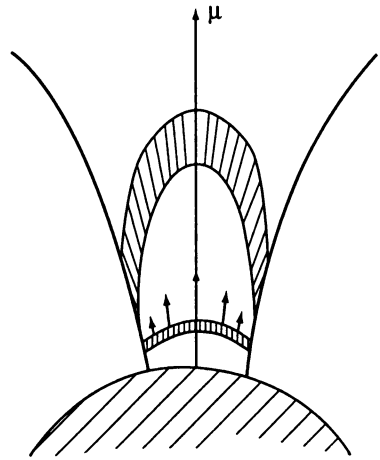
### 3. МОДЕЛЬНЫЕ РАСЧЁТЫ ЛИНЕЙНОГО УЧАСТКА

В работах [124, 130, 135] описаны модельные расчёты спектра при следующих предположениях:

- 1) магнитное поле дипольно,
- 2) излучение на данной частоте генерируется в узком слое магнитосферы,
- 3) основной механизм – излучение кривизны.
- 4) поглощение плазмы отсутствует.

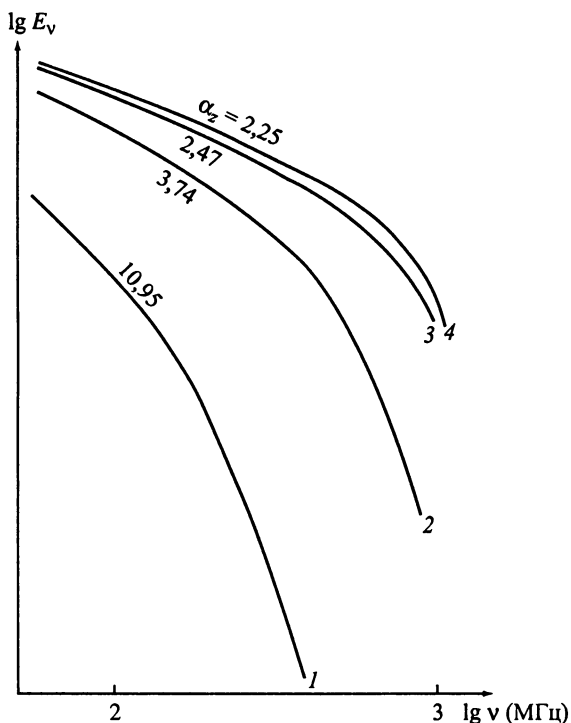
В этом случае интенсивность испускаемого излучения в данном направлении определяется выражением [136]

$$I(v, \theta) \propto \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \gamma^2 \theta' \frac{1}{r} \times \left\{ \frac{\xi^2 K_{2/3}^2(\xi) + \gamma^2 (\theta - \theta')^2 \xi^2 K_{1/3}^2 / [1 + \gamma^2 (\theta - \theta')^2]}{1 + \gamma^2 (\theta - \theta')^2} \right\} d\theta, \quad (18)$$



Нейтронная звезда

Рис. 30. Модель Усова [132]. Заштрихованы два последовательных плазменных слоя



**Рис. 31.** Модельные спектры пульсаров при  $P = 1$  с и  $\gamma = 500$  (1), 1000 (2), 3000 (3) и  $10^4$  (4)

где

$$\xi = \frac{\theta \rho}{3c\gamma^3} (1 + \gamma^2 \theta^2)^{3/2}, \quad (19)$$

$\theta$  – расстояние данной точки от центра конуса излучения,  $K_{1/3}(\xi)$  и  $K_{2/3}(\xi)$  – функции Макдональда.

Интегрируя  $I(\nu, \theta)$  по углу, можно вычислить энергию в импульсе на данной частоте. Основная часть такого спектра может быть описана одним спектральным индексом  $\alpha$ , который зависит от нескольких параметров:  $f(\theta, \gamma)$  – вида функции распределения излучающих частиц по углам и энергиям, периода  $P$ , углового расстояния ( $\zeta - \beta$ ) луча зрения от центра конуса открытых силовых линий и параметра  $a$ , определяющего степень разделения зарядов. Вообще говоря, подбором указанных параметров удаётся согласовать основную часть вычисленного спектра с наблюдаемым (рис. 31), что говорит о жизнеспособности стандартной модели. Однако для проведения подобного рода

многопараметрических расчётов и их полного согласования с данными наблюдений необходимо иметь достаточно надёжную модель магнитосферы, из которой можно было бы определить распределение частиц и структуру магнитного поля на каждом уровне. Поскольку такой модели в настоящее время нет, детальное сравнение вычисленных и наблюдаемых спектров с целью определения свойств магнитосферы конкретного пульсара пока преждевременно. Тем не менее проведённый выше анализ показывает, что основные особенности «канонического спектра» пульсара могут быть поняты в рамках традиционной модели. С другой стороны, они позволяют выявить трудности конкретных реализаций этой модели, следующих из различных теорий и концепций.

#### 4. «НЕСТАНДАРТНЫЕ» СПЕКТРЫ

У ряда пульсаров спектры отличаются от приведённого в гл. I «канонического» типа. Отличия могут быть трёх видов: 1) спектры без высокочастотных изломов, 2) линейные спектры, 3) спектры с уплощением на высоких частотах. Опишем их.

1. Высокочастотный излом присутствует в явном виде лишь у трети исследованных пульсаров [50], хотя по статистической зависимости (б) главы I он должен был бы проявиться у многих объектов. Отсутствие излома может быть фиктивным. Если он происходит на частотах  $\nu_c$ , близких к частотам максимума  $\nu_m$  (рис. 32), то современные возможности не позволяют выделить излом. Однако, поскольку после излома спектр должен быть более крутым, чем до него, у таких пульсаров спектральный индекс линейного участка  $\alpha_2$  должен быть больше, чем у пульсаров с наблюдаемым изломом. Действительно, у 11 пульсаров без излома  $\alpha_2$  оказывается выше, чем у 31 пульсара с изломом [60]. Близость  $\nu_c$  к частоте максимума можно ожидать при формировании центрального компонента излучения (core emission) за счёт линейного ускорения зарядов вдоль оси конуса [117, 130].

2. У короткопериодических пульсаров ( $P < 0,1$  с) в спектрах не обнаружены ни максимумы, ни изломы [48, 63, 64, 137]. Так, у пульсара PSR B0531 + 21 ( $P = 33$  мс) спектр линейен вплоть до частоты 74 МГц [48, 137]. PSR B1937 + 21 ( $P = 1,6$  мс) также показывает линейный спектр до частоты 26 МГц [65]. Что касается пульсара PSR B0833–45 ( $P = 89$  мс), то указанная для него в работе [48] оценка  $\nu_m = 380$  МГц основывается на одной точке ( $S_{150 \text{ МГц}} < 3 \cdot 10^{-28}$  Дж/(м<sup>2</sup> · Гц)). Этот завал может объясняться