

стояниях $r/R_* = 2,5 \cdot 10^3$, т.е. на расстояниях порядка половины радиуса светового цилиндра. Максимальная частота в этом случае оказывается больше 10^9 Гц. Генерация таких волн происходит вблизи границы между открытыми и замкнутыми силовыми линиями, где плотность плазмы достаточно низка, чтобы они свободно выходили из магнитосферы и беспрепятственно достигали наблюдателя.

Таким образом, модель, развитая в работах грузинских теоретиков [106, 108, 109], в принципе позволяет объяснить происхождение наблюдаемого радиоизлучения.

3. РЕЛЯТИВИСТСКОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ДИАГРАММЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

Кроме моделей, связанных с процессами во внутренних областях магнитосферы ($r \ll r_{LC}$), на первых стадиях исследования пульсаров одновременно разрабатывались модели, в которых процессы формирования излучения происходят вблизи светового цилиндра ($r \sim r_{LC}$). Здесь скорость твёрдотельного вращения плазмы сравнима со скоростью света, и поэтому необходимо учитывать релятивистские эффекты. Наиболее детально эта модель рассмотрена в публикациях Смита, а затем описана в его монографии [4], где также содержатся ссылки на оригинальные работы. Здесь мы кратко перечислим основные особенности релятивистской модели.

Источник A , движущийся по круговой орбите радиуса r с периодом $P = 2\pi/\Omega$ (рис. 23) и со скоростью $\Omega r \sim c$, испускает излучение, которое приходит к неподвижному наблюдателю за время

$$T = t - \frac{r}{c} \sin \Omega t \cos i. \quad (47)$$

Здесь t – время распространения от центра орбиты, измеренное по часам, установленным в этом неподвижном центре, i – угол между лучом зрения и плоскостью орбиты. Угол $\theta = \Omega t$ измеряется от направления OA . Вводя долготу $l = \Omega T$ и величину $\beta = v/c$, из (36) получим

$$l = \theta - \beta \sin \theta \cos i. \quad (48)$$

При малых значениях углов θ и i

$$l \approx \theta(1 - \beta) \approx \theta/2\Gamma^2, \quad (49)$$

где

$$\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}. \quad (50)$$

Соотношение (49) показывает, что наблюдаемый размер источника по долготе меньше реального размера в системе пульсара. Используя закон сохранения числа фотонов при переходе от одной системы координат к другой, а также формулы для эффекта Доплера, aberrации и преобразования времени (при $i = 0$),

$$d\omega = \frac{d\omega'}{\Gamma(1 - \beta \cos \theta)}, \quad (51)$$

$$\sin \theta = \frac{\sin \theta'}{\Gamma(1 + \beta \cos \theta')}, \quad \varphi = \varphi', \quad (52)$$

$$dt = \Gamma dt', \quad (53)$$

получим преобразование для интенсивности излучения [110]

$$I(\theta, \varphi, \omega) = \frac{I'(\theta', \varphi', \omega')}{\Gamma^3(1 - \beta \cos \theta')^2}. \quad (54)$$

Из этого соотношения следует, что интенсивность усиливается вдоль направления движения источника и ослабевает в противоположном направлении.

Для изотропного источника со степенным спектром

$$I' = K\omega'^{-\alpha} \quad (55)$$

имеем

$$I = \frac{K\omega^{-\alpha}}{\Gamma^{3+\alpha}(1 - \beta \cos \theta)^{2+\alpha}}, \quad (56)$$

т.е. спектр остаётся степенным с тем же показателем α и в системе отсчёта наблюдателя.

Ширину диаграммы по уровню половинной интенсивности

$$\Delta\theta = 2\theta_{1/2} \quad (57)$$

можно найти из выражения

$$(1 - \beta \cos \theta_{1/2})^{2+\alpha} = 2(1 - \beta)^{2+\alpha}, \quad (58)$$

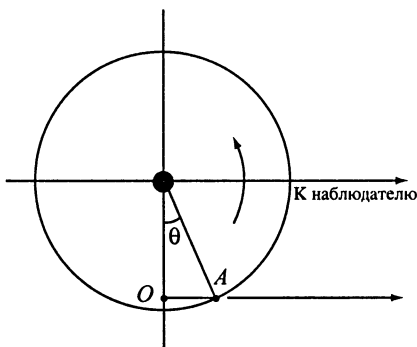


Рис. 23. Схема релятивистской модели

откуда следует (при $1 - \beta \ll 1$)

$$\Delta\theta \approx 2a / \Gamma, \quad (59)$$

где

$$a = (2^{1/(2+\alpha)} - 1)^{1/2}. \quad (60)$$

Из соотношения (48) при $i = 0$ можно получить, что продолжительность наблюдаемого импульса равна

$$\Delta P = P(\theta_{1/2} - \beta \sin \theta_{1/2}) / \pi \quad (61)$$

или при $1 - \beta \ll 1$ с учётом (59)

$$\Delta P = \frac{aP}{2\pi\Gamma^3}. \quad (62)$$

Ширина импульса в продольном направлении, таким образом, оказывается пропорциональной величине Γ^{-3} .

Что касается поперечного направления, то в этом случае нет сокращения цуга (отсутствует второй член в правой части выражения (61)). Следовательно,

$$\Delta P_{\perp} = \frac{aP}{\pi\Gamma}, \quad (63)$$

т.е. поперечное сжатие пропорционально Γ^{-1} .

При $\beta = r/r_{LC} = 0,9$ ($\Gamma \approx 2,294$) и $\alpha = 2$ из приведённых выше формул получим, что интенсивность увеличивается в 157 раз в направлении движения источника и ослабляется в 828 раз в обратном направлении. При этом ширина диаграммы вдоль движения составляет 2° , а в перпендикулярном направлении 22° .

Для сравнения возможностей релятивистской модели с данными наблюдений необходим детальный анализ физических процессов вблизи светового цилиндра. Такой анализ до настоящего времени отсутствует, хотя необходимость в нём существует, так как в пульсарах с короткими периодами формирование наблюдаемого излучения происходит именно в окрестностях светового цилиндра (см. гл. IV). Имея в виду это обстоятельство, мы тем не менее будем в данной главе уделять основное внимание моделям, в которых генерация излучения происходит в пределах конуса открытых силовых линий на умеренных расстояниях от поверхности нейтронной звезды (моделям полярной шапки).