

Механизм образования компонент радиоизлучения пульсара за пределами главного импульса. II. Интеримпульс

С. А. Петрова

*Радиоастрономический институт НАН Украины,
ул. Краснознаменная, 4, г. Харьков, 61002, Украина
E-mail: petrova@ri.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 9 января 2008 г.

Развита теория индуцированного рассеяния на ультрарелятивистских частицах в умеренно сильном магнитном поле. Полученные кинетические уравнения использованы для решения задачи об индуцированном рассеянии радиоизлучения пульсара за пределы узкого пучка. Показано, что рассеянное излучение в основном концентрируется в направлении, антипараллельном скорости рассеивающих частиц. На основе этого процесса впервые предложен физический механизм интеримпульсной компоненты пульсара. Наша модель объясняет наблюдаемые спектральные и поляризационные особенности интеримпульсного излучения, а также его связь с главным импульсом.

1. Введение

Некоторые пульсары имеют интеримпульс – компоненту, расположенную примерно посередине между главными импульсами. Эта компонента встречается у короткопериодических пульсаров, с периодами ≤ 0.6 с [1], и особенно часто у миллисекундных: среди известных пульсаров интеримпульсы имеют 2 % нормальных пульсаров и 40 % миллисекундных [2]. Во многих случаях интенсивность интеримпульса составляет всего несколько процентов от интенсивности главного импульса. Спектральные и поляризационные свойства интеримпульсного излучения также отличны. Спектр интеримпульса как правило круче спектра главного импульса, так что интеримпульсная компонента особенно ярко выражена на низких частотах [3-5]. Интеримпульсное излучение обычно имеет высокую степень линейной поляризации, причем позиционный угол практически не меняется на всем протяжении этой компоненты [6].

Интенсивность интеримпульса может быть модулирована на различных временных масш-

табах. Подобно главным импульсам, в интеримпульсах может наблюдаться ряд флуктуационных явлений: микроструктура [7, 8], модуляция субимпульсов [9], межимпульсные флуктуации интенсивности [10], переключение мод излучения [11-13], гигантские импульсы [14-17]. Недавно было обнаружено, что модуляция субимпульсов в интеримпульсе пульсара B1702-19 характеризуется такой же квазипериодичностью, как и модуляция в задней части главного импульса, причем изменения модуляции в обеих компонентах одинаковы [9]. Это убедительно свидетельствует о физической связи между главным импульсом и интеримпульсом.

В литературе рассматриваются несколько геометрических моделей образования интеримпульсов. Обычно считается, что интеримпульсы приходят от пульсаров, в которых магнитная ось почти перпендикулярна оси вращения, так что наблюдатель видит излучение от обоих магнитных полюсов нейтронной звезды [18]. В такой двухполюсной модели, однако, затруднительно объяснить связь излу-

чения обеих компонент. Предлагалось также отождествлять главный импульс и интеримпульс с парой широко отстоящих конусных компонент [1]. Необычно широкий конус излучения в этом случае может объясняться либо положением области генерации радиоизлучения на больших высотах в магнитосфере, вблизи светового цилиндра, либо малым углом наклона магнитной оси к оси вращения пульсара. В таких однополюсных моделях, однако, остается непонятным существенное отличие интенсивностей двух компонент. Эта трудность была частично преодолена в другом варианте однополюсной модели [19], где считалось, что радиолуч пульсара представляет собой два коаксиальных полых конуса, внешний и внутренний, с осями вдоль магнитной оси, причем последняя почти сонаправлена с осью вращения пульсара. При этом главный импульс и интеримпульс отождествлялись с внешней и внутренней конусными компонентами. Эта модель неплохо объясняет геометрию пульсара В0826-34, однако не обладает общностью.

Недавно для объяснения профиля пульсара В1822-09 была предложена двунаправленная модель [20]. Предполагалось, что главный импульс и интеримпульс возникают над одним полюсом, но на разных высотах, причем интеримпульсное излучение направлено назад, к нейтронной звезде, а излучение главного импульса – как обычно, от звезды. Для того чтобы обе компоненты были видны наблюдателю, магнитная ось пульсара должна быть почти перпендикулярна оси вращения. Механизм формирования излучения, направленного к нейтронной звезде, не обсуждался. Кроме того, предположение о независимой генерации главного импульса и интеримпульса в далеко разнесенных областях противоречит наблюдаемой антикорреляции интенсивностей этих компонент [11-13].

В настоящей статье впервые предлагается физический механизм образования интеримпульсной компоненты. В отличие от предшествующих геометрических моделей он объясняет спектральные и поляризационные особенности интеримпульсного излучения, а также его связь с излучением главного им-

пульса. В [21] рассмотрено формирование другой компоненты вне главного импульса пульсара – предимпульса – на основе индуцированного рассеяния излучения главного импульса в фоновое излучение. Было показано, что в приближении сверхсильного магнитного поля рассеянная компонента направлена практически вдоль поля и вследствие вращательной абберации в области рассеяния располагается на профиле впереди главного импульса. В настоящей статье мы распространим теорию магнитного индуцированного рассеяния на случай умеренно сильного магнитного поля и с использованием полученных кинетических уравнений решим задачу об индуцированном рассеянии за пределы узкого пучка. Будет показано, что в рассмотренном случае излучение главного импульса в основном рассеивается назад – в направлении, антипараллельном скорости рассеивающих частиц, – и образует компоненту, отстоящую от главного импульса примерно на половину периода пульсара.

2. Постановка задачи

Магнитосфера пульсара заполнена ультра-релятивистской электрон-позитронной плазмой, которая течет вдоль открытых магнитных силовых линий. Поскольку радиоизлучение генерируется в глубине силовой трубки, оно должно распространяться в потоке плазмы. Яркие температуры радиоизлучения пульсаров очень высоки, так что индуцированное рассеяние на плазменных частицах может быть эффективным.

Внешнее магнитное поле влияет на процесс рассеяния, если частота излучения в собственной системе рассеивающих частиц много меньше электронной гирочастоты, $\omega' \equiv \omega\gamma(1 - \beta \cos \theta) \ll \omega_G \equiv eB/(mc)$ (здесь ω' и ω – частоты падающего излучения соответственно в системе покоя частиц и в лабораторной системе, β – скорость частиц в единицах скорости света, $\gamma \equiv (1 - \beta^2)^{-1/2}$ – их лоренц-фактор, θ – угол между волновым вектором падающего излучения и магнитным полем, B – напряженность магнитного поля).

Область циклотронного резонанса радиочастот, $\omega' = \omega_G$, располагается обычно в верхней магнитосфере пульсара, на расстояниях порядка радиуса светового цилиндра, а на меньших высотах в силовой трубке влияние магнитного поля на процесс индуцированного рассеяния значительно.

В литературе рассматривались два режима спонтанного магнитного рассеяния: продольный и поперечный [22, 23]. Продольное рассеяние происходит в сверхсильном магнитном поле, когда скорость возмущенного движения частицы в поле падающей волны направлена вдоль силовой линии внешнего поля. Режим поперечного рассеяния соответствует умеренно сильным магнитным полям, когда возмущенное движение частицы представляет собой дрейф в скрещенных полях – в электрическом поле падающей волны и внешнем магнитном поле. Если падающее излучение направлено под углом $1/\gamma \ll \theta < 1$ к магнитному полю, продольное рассеяние происходит при условии $\omega'/\omega_G \ll 1/(\theta\gamma)$, а поперечное – при условии $1/(\theta\gamma) \ll \omega'/\omega_G \ll 1$ [23].

В условиях магнитосферы пульсара как правило реализуются оба режима магнитного рассеяния. Индуцированное рассеяние в продольном режиме рассматривалось в [21, 22, 24-26], и было показано, что этот процесс может иметь ряд важных наблюдательных следствий. Поперечное индуцированное рассеяние обсуждалось на качественном уровне в [22]. В настоящей статье выводится кинетическое уравнение, описывающее процесс поперечного индуцированного рассеяния, и решается задача об индуцированном рассеянии за пределы узкого пучка.

3. Основные формулы

Пусть на систему релятивистских частиц падает излучение в виде поперечных электромагнитных волн. Индуцированное рассеяние будем рассматривать в лабораторной системе. В общем виде кинетическое уравнение для индуцированного рассеяния на горячих электронах в магнитном поле было получено в [22]. Следуя этой работе, мы повторим вывод ки-

нетического уравнения, чтобы исправить допущенную авторами ошибку. Изменение чисел заполнения в процессе индуцированного рассеяния в магнитном поле можно записать в виде

$$\frac{dn(\vec{k})}{dt} \frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3} = \int [f(p + \Delta p) - f(p)] \frac{dP}{dt} n_1(\vec{k}_1) dp, \quad (1)$$

где $n(\vec{k})$ и $n_1(\vec{k}_1)$ – числа заполнения фотонов в начальном и конечном состояниях, $\int n(\vec{k}) d^3\vec{k}/(2\pi)^3 = \int n_1(\vec{k}_1) d^3\vec{k}_1/(2\pi)^3 \equiv N$ – общее число фотонов, участвующих в рассеянии; $f(p)$ – функция распределения рассеивающих частиц по импульсам, $\int f(p) dp \equiv n_e$ – концентрация рассеивающих частиц; Δp – приращение импульса в единичном акте рассеяния; dP/dt – вероятность испускания рассеянного фотона одним электроном в единицу времени. Здесь учтено, что в сильном магнитном поле поперечная компонента импульса теряется практически мгновенно вследствие синхротронного высвечивания, так что частицы совершают одномерное движение вдоль силовой линии. Заметим, что в формуле (21) из [22], аналогичной нашей формуле (1), вместо $f(p)$ фигурирует функция распределения по лоренц-факторам $N(\gamma)$, что неверно. Действительно, поскольку $p \equiv \beta\gamma mc$, то $N(\gamma) = f(p) dp/d\gamma = mc f(p)/\beta$, где β также является неявной функцией p , т. е. $\beta(p + \Delta p) \neq \beta(p)$.

В процессе рассеяния сохраняется продольная компонента импульса:

$$\Delta p = \hbar k \cos \theta - \hbar k_1 \cos \theta_1. \quad (2)$$

Вероятность появления рассеянного фотона равна

$$\frac{dP}{dt} = n(\vec{k}) c^4 \eta \frac{d\sigma}{d\Omega_1} \frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3} \frac{d^3\vec{k}_1}{\omega_1^2} \delta\left(\omega_1 - \frac{\eta}{\eta_1} \omega\right), \quad (3)$$

где $\eta \equiv 1 - \beta \cos \theta$, $\eta_1 \equiv 1 - \beta \cos \theta_1$, $d\sigma/d\Omega_1$ – дифференциальное сечение рассеяния, $d\Omega_1$ – элемент телесного угла в пространстве волновых векторов рассеянных фотонов, а аргумент дельта-функции выражает равенство частот начального и конечного состояний в системе покоя рассеивающих частиц, $\omega\eta = \omega_1\eta_1$.

В кинетическом уравнении (1) $d/dt \equiv \partial/\partial t + c\partial/\partial r$, где r – координата вдоль траектории фотонов. Мы будем считать распространение фотонов прямолинейным и рассматривать стационарный случай, опуская явную зависимость величин от времени. Учитывая, что $f(p + \Delta p) - f(p) \approx \Delta p \partial f / \partial p$, и интегрируя уравнение (1) по частям, получим:

$$c \frac{dn}{dr} \frac{d^3 \vec{k}}{(2\pi)^3} = - \int \frac{\partial}{\partial p} \left(\Delta p n_1 \frac{dP}{dt} \right) f dp. \quad (4)$$

Переходя к функции распределения по лоренц-факторам, подставляя (2) и (3) в (4) и интегрируя по k_1 с использованием дельта-функции, найдем окончательно:

$$\frac{dn}{dr} = \int d\gamma F(\gamma) \frac{\beta \hbar \omega}{mc^2} \int (\cos \theta_1 - \cos \theta) \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(n n_1 \frac{d\sigma}{d\Omega_1} \right) d\Omega_1. \quad (5)$$

Здесь для $F(\gamma)$ выбрана нормировка $\int F(\gamma) d\gamma = n_e$.

Кинетическое уравнение (5) описывает перенос фотонов в процессе индуцированного рассеяния в сильном магнитном поле. Применительно к пульсарам рассматривается рассеяние вдали от области излучения, когда характерная плазменная частота уже много меньше частоты излучения, $\omega \gg \omega_p \sqrt{\gamma} \equiv \sqrt{4\pi n_e e^2 \gamma / m}$. При этом коллективными эффектами можно пренебречь, а падающее излучение представляет собой поперечные электромагнитные волны, электрический вектор которых либо лежит в одной плоскости с волновым вектором и внешним магнитным полем (обыкновенная, или

А-поляризация), либо перпендикулярен этой плоскости (необыкновенная, или В-поляризация).

В системе покоя рассеивающих частиц сечения рассеяния в магнитном поле имеют вид [27]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{AA}}{d\Omega'_1} &= r_e^2 \sin^2 \theta' \sin^2 \theta'_1 + \frac{r_e^2 \cos^2 \theta' \cos^2 \theta'_1}{(1 - \omega_G^2 / \omega'^2)^2} \times \\ &\times \left(\cos^2 \Delta\phi' + \frac{\omega_G^2}{\omega'^2} \sin^2 \Delta\phi' \right) + \\ &+ 2 \frac{r_e^2}{1 - \omega_G^2 / \omega'^2} \sin \theta' \sin \theta'_1 \cos \theta' \cos \theta'_1 \cos \Delta\phi', \end{aligned}$$

$$\frac{d\sigma^{AB}}{d\Omega'_1} = \frac{r_e^2 \cos^2 \theta'}{(1 - \omega_G^2 / \omega'^2)^2} \left(\sin^2 \Delta\phi' + \frac{\omega_G^2}{\omega'^2} \cos^2 \Delta\phi' \right), \quad (6)$$

$$\frac{d\sigma^{BA}}{d\Omega'_1} = \frac{r_e^2 \cos^2 \theta'_1}{(1 - \omega_G^2 / \omega'^2)^2} \left(\sin^2 \Delta\phi' + \frac{\omega_G^2}{\omega'^2} \cos^2 \Delta\phi' \right),$$

$$\frac{d\sigma^{BB}}{d\Omega'_1} = \frac{r_e^2}{(1 - \omega_G^2 / \omega'^2)^2} \left(\cos^2 \Delta\phi' + \frac{\omega_G^2}{\omega'^2} \sin^2 \Delta\phi' \right).$$

Здесь верхние индексы у σ обозначают тип поляризации излучения в начальном и конечном состояниях, штрихами отмечены величины в системе покоя частиц, r_e – классический радиус электрона, (θ', ϕ') и (θ'_1, ϕ'_1) – сферические координаты волновых векторов \vec{k}' и \vec{k}'_1 в системе с полярной осью вдоль внешнего магнитного поля, $\omega' = \omega'_1$ и $\Delta\phi' \equiv \phi' - \phi'_1$. В сверхсильном магнитном поле, при $\omega_G \rightarrow \infty$, не обращается в ноль только одно из сечений (6):

$$\frac{d\sigma^{AA}}{d\Omega'_1} = r_e^2 \sin^2 \theta' \sin^2 \theta',$$

которое описывает рассеяние в продольном режиме. Ниже мы рассмотрим индуцированное рассеяние в несколько более слабых магнитных полях для частот, много меньших резонансной, $\omega' \ll \omega_G$.

4. Кинетические уравнения вдали от резонанса

Вдали от резонанса сечения (6) можно разложить в ряд по степеням ω'^2/ω_G^2 и исследовать индуцированное рассеяние в умеренно сильном магнитном поле. Ограничиваясь членами $\propto \omega'^4/\omega_G^4$, получим следующие выражения для сечений:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{AA}}{d\Omega'_1} &\approx r_e^2 \sin^2 \theta' \sin^2 \theta'_1 + r_e^2 \frac{\omega'^2}{\omega_G^2} \cos^2 \theta' \cos^2 \theta'_1 \times \\ &\times \left[\sin^2 \Delta\phi' + \frac{\omega'^2}{\omega_G^2} (1 + \sin^2 \Delta\phi') \right] - \\ &- r_e^2 \frac{\omega'^2}{2\omega_G^2} \left(1 + \frac{\omega'^2}{\omega_G^2} \right) \sin 2\theta' \sin 2\theta'_1 \cos \Delta\phi', \\ \frac{d\sigma^{AB}}{d\Omega'_1} &\approx r_e^2 \frac{\omega'^2}{\omega_G^2} \cos^2 \theta' \left[\cos^2 \Delta\phi' + \frac{\omega'^2}{\omega_G^2} (1 + \cos^2 \Delta\phi') \right], \\ \frac{d\sigma^{BA}}{d\Omega'_1} &\approx r_e^2 \frac{\omega'^2}{\omega_G^2} \cos^2 \theta'_1 \left[\cos^2 \Delta\phi' + \frac{\omega'^2}{\omega_G^2} (1 + \cos^2 \Delta\phi') \right], \\ \frac{d\sigma^{BB}}{d\Omega'_1} &\approx r_e^2 \frac{\omega'^2}{\omega_G^2} \left[\sin^2 \Delta\phi' + \frac{\omega'^2}{\omega_G^2} (1 + \sin^2 \Delta\phi') \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Используя релятивистские преобразования

$$\begin{aligned} \omega' &= \omega\gamma\eta, & \Delta\phi' &= \Delta\phi, & d\Omega'_1 &= \frac{d\Omega_1}{\gamma^2\eta_1^2}, \\ \cos \theta' &= \frac{\cos \theta - \beta}{1 - \beta \cos \theta} = \frac{1 - \eta\gamma^2}{\beta\gamma^2\eta}, & \sin \theta' &= \frac{\sin \theta}{\gamma\eta}, \end{aligned}$$

можно выразить сечения (7) через величины лабораторной системы, подставить в (5) и проинтегрировать по γ . Используя преобразование $d\sigma/d\Omega_1 = (d\sigma/d\Omega'_1)/\gamma^2\eta_1^2$, можно видеть, что члены разложения сечений $\propto \omega'^2/\omega_G^2$ дают в $d\sigma/d\Omega_1$ вклад $\propto \omega^2\eta^2/(\omega_G^2\eta_1^4)$, который не зависит явно от γ , а неявная зависимость через $\eta(\beta)$ и $\eta_1(\beta)$ очень слаба: $d\beta/d\gamma = 1/(\beta\gamma^3) \ll 1/\gamma$. Следующие же члены разложения сечений, $\propto \omega'^4/\omega_G^4 \ll \omega'^2/\omega_G^2$, вносят в $d\sigma/d\Omega_1$ явную зависимость от γ , $\propto \omega^4\eta^4\gamma^2/(\omega_G^4\eta_1^6)$, и их производные по γ могут быть значительными. Итак, производные вторых и первых членов разложения сечений в кинетическом уравнении (5) отличаются в $\gamma^2\omega'^2/\omega_G^2$ раз (без учета геометрических множителей). Эта величина может быть как меньше, так и больше единицы, поэтому в общем случае в сечениях надо удерживать оба члена разложения. Заметим, что третий член разложения, $\propto \omega'^6/\omega_G^6$, (равно как и все последующие) содержит явную зависимость от γ ; его вклад в кинетическое уравнение отличается от вклада второго члена в $\omega'^2/\omega_G^2 \ll 1$ раз, и им можно пренебречь.

В итоге получим следующие кинетические уравнения для случая рассеяния в умеренно сильном магнитном поле:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial r}(A \rightarrow A) &= \frac{\hbar n r_e^2}{mc} (I_1^{AA} + I_2^{AA} + I_3^{AA} + I_4^{AA}), \\ \frac{\partial n}{\partial r}(A \rightarrow B) &= \frac{\hbar n r_e^2}{mc} (I_1^{AB} + I_2^{AB}), \\ \frac{\partial n}{\partial r}(B \rightarrow A) &= \frac{\hbar n r_e^2}{mc} (I_1^{BA} + I_2^{BA}), \\ \frac{\partial n}{\partial r}(B \rightarrow B) &= \frac{\hbar n r_e^2}{mc} (I_1^{BB} + I_2^{BB}), \end{aligned} \quad (8)$$

где $i \rightarrow j$ обозначает рассеяние из состояния с поляризацией i в состояние с поляризацией j , причем $i, j = A, B$;

$$I_1^{AA} = \int d\gamma F \int \frac{\sin^2 \theta \sin^2 \theta_1}{\gamma^6 \eta^3 \eta_1^3} \left\{ \frac{(\eta - \eta_1)^2}{\beta^2 \gamma^3 \eta_1^2} \frac{\partial n_1 k_1^2}{\partial k_1} + \frac{2(\eta - \eta_1) k n_1 \eta^3}{\eta_1^3} \frac{\eta \gamma^2 - 1}{\beta^4 \gamma^7 \eta_1^3} [\eta \gamma^2 (2 - \eta) - 1] \right\} d\Omega_1; \quad (9)$$

$$+ \frac{6(\eta_1 - \eta) n_1 k \eta^2}{\beta^2 \gamma \eta_1^2} \left[1 - \frac{\eta + \eta_1}{2\gamma^2 \eta \eta_1} \right] \Big\} d\Omega_1;$$

$$I_2^{AA} = \int d\gamma F \int \frac{\omega^2}{\omega_G^2} \sin^2 \Delta\phi \left\{ \frac{(\eta - \eta_1)^2}{\beta^2 \gamma^3 \eta_1^2 k} \frac{\partial n_1 k_1^3}{\partial k_1} \frac{(1 - \eta \gamma^2)^2}{\beta^2 \gamma^4 \eta^2} \times \right.$$

$$\times \frac{(1 - \eta_1 \gamma^2)^2}{\beta^2 \gamma^4 \eta_1^2} + \frac{2(\eta - \eta_1) k n_1 \eta^3}{\beta^6 \gamma^4 \eta_1^3} \times \left. \left[\frac{(\eta \gamma^2 - 1)(\eta \gamma^2 (2 - \eta) - 1)(1 - \eta_1 \gamma^2)^2}{\eta^3 \eta_1^2} + \frac{(\eta_1 \gamma^2 - 1)(\eta_1 \gamma^2 (2 - \eta_1) - 1)(1 - \eta \gamma^2)^2}{\eta_1^3 \eta^2} \right] \right\} d\Omega_1;$$

$$I_3^{AA} = - \int d\gamma F \int \frac{\omega^2}{\omega_G^2} \frac{\sin 2\theta \sin 2\theta_1 \cos \Delta\phi}{\mu \mu_1 \beta^2 \gamma^3} \times \left\{ \frac{(\eta - \eta_1)^2}{\gamma^2 \eta_1^2 k} \frac{\partial n_1 k_1^3}{\partial k_1} - \frac{(\eta - \eta_1) k n_1 \eta^3}{\eta_1^3} \left[1 - \frac{\mu + \mu_1}{2\gamma^2 \mu \mu_1} \right] \right\} d\Omega_1;$$

$$I_4^{AA} = \int d\gamma F \int \frac{\omega^4}{\omega_G^4} \frac{(\eta - \eta_1) n_1 k \eta^4 (\eta \gamma^2 - 1)}{\eta_1^3 \beta^2 \gamma} \times \left[2(1 + \sin^2 \Delta\phi) \frac{(1 - \eta \gamma^2)^2}{\beta^2 \gamma^4 \eta^2} \times \right.$$

$$\left. \frac{(1 - \eta_1 \gamma^2)^2}{\beta^2 \gamma^4 \eta_1^2} - \sin 2\theta \sin 2\theta_1 \cos \Delta\phi \right] d\Omega_1;$$

$$I_1^{AB} = \int d\gamma F \int \frac{\omega^2}{\omega_G^2} \cos^2 \Delta\phi \times$$

$$\times \left\{ \frac{(\eta - \eta_1)^2}{\beta^2 \gamma^3 \eta_1^2 k} \frac{\partial n_1 k_1^3}{\partial k_1} \frac{(1 - \eta \gamma^2)^2}{\beta^2 \gamma^4 \eta^2} + \right.$$

$$I_2^{AB} = 2 \int d\gamma F \int \frac{\omega^4}{\omega_G^4} (1 + \cos^2 \Delta\phi) \times$$

$$\times \frac{(1 - \eta \gamma^2)^2}{\beta^2 \gamma^4 \eta^2} \frac{(\eta - \eta_1) n_1 k \eta^4 (\eta \gamma^2 - 1)}{\eta_1^3 \beta^2 \gamma} d\Omega_1;$$

$$I_1^{BA} = \int d\gamma F \int \frac{\omega^2}{\omega_G^2} \cos^2 \Delta\phi \times$$

$$\times \left\{ \frac{(\eta - \eta_1)^2}{\beta^2 \gamma^3 \eta_1^2 k} \frac{\partial n_1 k_1^3}{\partial k_1} \frac{(1 - \eta_1 \gamma^2)^2}{\beta^2 \gamma^4 \eta_1^2} + \frac{2(\eta - \eta_1) k n_1 \eta^3}{\eta_1^3} \frac{\eta_1 \gamma^2 - 1}{\beta^4 \gamma^7 \eta_1^3} [\eta_1 \gamma^2 (2 - \eta_1) - 1] \right\} d\Omega_1;$$

$$I_2^{BA} = 2 \int d\gamma F \int \frac{\omega^4}{\omega_G^4} (1 + \cos^2 \Delta\phi) \times$$

$$\times \frac{(1 - \eta_1 \gamma^2)^2}{\beta^2 \gamma^4 \eta_1^2} \frac{(\eta - \eta_1) n_1 k \eta^4 (\eta \gamma^2 - 1)}{\eta_1^3 \beta^2 \gamma} d\Omega_1;$$

$$I_1^{BB} = \int d\gamma F \int \frac{\omega^2}{\omega_G^2} \sin^2 \Delta\phi \frac{(\eta - \eta_1)^2}{\beta^2 \gamma^3 \eta_1^2 k} \frac{\partial n_1 k_1^3}{\partial k_1} d\Omega_1;$$

$$I_2^{BB} = 2 \int d\gamma F \int \frac{\omega^4}{\omega_G^4} (1 + \sin^2 \Delta\phi) \times$$

$$\times \frac{(\eta - \eta_1) n_1 k \eta^4 (\eta \gamma^2 - 1)}{\eta_1^3 \beta^2 \gamma} d\Omega_1$$

и $\mu \equiv 1 - \beta \cos 2\theta$, $\mu_1 \equiv 1 - \beta \cos 2\theta_1$.

Анализ кинетических уравнений начнем со случая $B \rightarrow B$. Первый член уравнения, I_1^{BB} , описывает монотонный сдвиг распределения фотонов в сторону низких частот. Аналогичная эволюция фотонного спектра характерна и для рассеяния в отсутствие магнитного поля. Второй член, I_2^{BB} , не имеет аналога в немагнитном случае и отвечает за перераспределение фотонов между состояниями, удов-

летворяющими условием $\omega\eta = \omega_1\eta_1$. Его знак определяется знаком множителя $(\eta - \eta_1)$, так что числа заполнения убывают за счет рассеяния в состояния с $\theta_1 > \theta$ и возрастают за счет прихода фотонов из состояний с $\theta_1 < \theta$. Можно найти, что $I_2^{BB}/I_1^{BB} \approx (\omega^2\gamma^2\eta^2/\omega_G^2)\chi^2\gamma^2$, где $\chi \equiv \min(\theta, \theta_1)$. В магнитосфере пульсара угол падения излучения как правило удовлетворяет условию $1/\gamma \ll \theta < 1$, так что в случае умеренно сильного магнитного поля I_2^{BB} вносит определяющий вклад в эволюцию чисел заполнения. Заметим, что $(I_2^{AB}/I_1^{AB}, I_2^{AB}/I_1^{AB}) > 1$ при том же условии.

Кинетическое уравнение для случая $A \rightarrow A$ имеет более громоздкий вид. Член I_1^{AA} не стремится к нулю при $\omega_G \rightarrow \infty$ и описывает продольное рассеяние (подробное исследование этого случая см. в [21]). Как показывают оценки, $(I_2^{AA}/I_1^{AA}, I_3^{AA}/I_1^{AA}) \approx \chi^2\gamma^2(\omega^2\gamma^2\eta^2/\omega_G^2)$ и $I_4^{AA}/I_1^{AA} \approx \chi^4\gamma^4(\omega^4\gamma^4\eta^4/\omega_G^4)$. Таким образом, в умеренно сильном поле доминирует I_4^{AA} и, подобно членам $I_2^{BB, AB, BA}$, описывает поперечное рассеяние. При этом фотоны переносятся в состояния с $\theta_1 > \theta$. Следует отметить, что в режиме продольного рассеяния фотоны, напротив, переносятся в состояния с $\theta_1 < \theta$ (ср. знаки I_4^{AA} и второго слагаемого в I_1^{AA}).

5. Индуцированное поперечное рассеяние за пределы узкого пучка

В случае поперечного рассеяния можно удержать только последние члены кинетических уравнений (8) и записать их в виде

$$\frac{\partial n}{\partial r}(i \rightarrow j) = \int d\gamma F \int \tilde{a} g^{ij} d\Omega_1, \quad (10)$$

где

$$\tilde{a} = r_e^2 n(k) n_1 (k\eta/\eta_1) \frac{2\hbar k}{mc} \frac{\omega^4 \gamma^4 \eta^4}{\omega_G^4} \frac{\eta - \eta_1}{\eta_1^3} \frac{\eta\gamma^2 - 1}{\beta^2 \gamma^5}, \quad (11)$$

i, j обозначают поляризацию фотонов в начальном и конечном состояниях и

$$\begin{aligned} g^{AA} &= (1 + \sin^2 \Delta\phi) \frac{(1 - \eta\gamma^2)^2}{\beta^2 \gamma^4 \eta^2} \frac{(1 - \eta_1\gamma^2)^2}{\beta^2 \gamma^4 \eta_1^2} - \\ &\quad - \frac{\sin 2\theta \sin 2\theta_1 \cos \Delta\phi}{2}, \\ g^{AB} &= (1 + \cos^2 \Delta\phi) \frac{(1 - \eta\gamma^2)^2}{\beta^2 \gamma^4 \eta^2}, \\ g^{BA} &= (1 + \cos^2 \Delta\phi) \frac{(1 - \eta_1\gamma^2)^2}{\beta^2 \gamma^4 \eta_1^2}, \\ g^{BB} &= (1 + \sin^2 \Delta\phi). \end{aligned} \quad (12)$$

Кинетические уравнения (10) отличаются только множителями g^{ij} , которые обычно порядка единицы (см. формулу (12)). Отметим здесь также симметрию этих множителей относительно начального и конечного состояний.

Рассмотрим поперечное индуцированное рассеяние применительно к магнитосфере пульсара. Радиоизлучение пульсаров характеризуется сильной направленностью вперед. В каждой точке пульсарного луча излучение собрано в узкий пучок с раствором $\approx 1/\gamma$, тогда как ширина самого луча гораздо больше, $w \gg 1/\gamma$. В нашей задаче можно пренебречь шириной пучка и описывать его единственным волновым вектором \vec{k} . При этом различие ориентаций волновых векторов пучков, составляющих пульсарный луч, обуславливает конечность ширины наблюдаемого радиоимпульса. Заметим также, что поперечный размер области рассеяния, который определяется шириной пульсарного луча, достаточно велик, чтобы не накладывать существенных ограничений на эффективность рассеяния.

Пучок распространяется под углом $1/\gamma \ll \theta < 1$ к магнитному полю, и фотоны рассеиваются за пределы пучка. В случае эффективного рассеяния излучение собирается вблизи направления θ_1^{\max} , соответствующего максимальной вероятности рассеяния. В отличие от случая продольного рассеяния, где $\theta_1^{\max} \approx 1/\gamma$ [21], для поперечного рассеяния $\theta_1^{\max} \approx \pi$ (см. формулу (11)) и, соответ-

ственно, $\omega_1 = \omega\eta/\eta_1 = \omega\theta^2/4 < \omega$. Следуя [21], перейдем от чисел заполнения к спектральным интенсивностям $I_{a,b} \equiv \int i_{a,b} d\Omega_{a,b}$, где $i_a \equiv \hbar\omega^3 n(\vec{k}) / (2\pi^2 c^2)$, $i_b \equiv \hbar\omega_1^3 n_1(\vec{k}_1) / (2\pi^2 c^2)$, и запишем систему уравнений, описывающую перераспределение интенсивности между двумя состояниями, в виде:

$$\frac{dI_a}{dr} = -ag^{ij} I_a I_b, \quad (13)$$

$$\frac{dI_b}{dr} = ag^{ij} I_a I_b,$$

где

$$a = \frac{8n_e r_e^2 v'^4}{m\gamma^3 v^2 \theta^4 v_G^4}, \quad (14)$$

γ – характерный лоренц-фактор распределения рассеивающих частиц, $v = \omega/(2\pi)$, $v' = v\eta$, $v_G = \omega_G/(2\pi)$. Решение системы вида (13) найдено и подробно исследовано в [21]:

$$I_a = \frac{I \left[I_a^{(0)} / I_b^{(0)} \right] \exp(-Iag^{ij}r)}{1 + \left[I_a^{(0)} / I_b^{(0)} \right] \exp(-Iag^{ij}r)},$$

$$I_b = \frac{I}{1 + \left[I_a^{(0)} / I_b^{(0)} \right] \exp(-Iag^{ij}r)},$$

где $I \equiv I_a + I_b \equiv I_a^{(0)} + I_b^{(0)}$. Интенсивность фонового излучения возрастает значительно при условии $x \equiv \left(I_a^{(0)} / I_b^{(0)} \right) \exp(\Gamma^{ij}) \geq 1$, где $\Gamma^{ij} \equiv Iag^{ij}r$ – эффективность рассеяния. В магнитосфере пульсара это условие обычно выполняется при $\Gamma^{ij} = 20 \div 30$.

Представляет интерес сравнить эффективности рассеяния за пределы пучка в продольном и поперечном режимах. Как можно найти из (9), для фиксированного значения θ_1 отношение $I_4^{AA} / I_1^{AA} \approx \theta^2 \theta_1^2 \gamma^4 v'^4 / v_G^4$. Однако здесь нужно иметь в виду, что в двух режимах вероятность рассеяния достигает максимума при

существенно различных значениях θ_1 . Сравнимая (14) с формулой (4) из [21], найдем отношение эффективностей рассеяния

$$\frac{\Gamma_t}{\Gamma_l} = \frac{\gamma^2 v'^4}{3 v_G^4}, \quad (15)$$

где индексы t и l относятся соответственно к поперечному и продольному рассеянию. Можно видеть, что не слишком далеко от резонанса поперечное рассеяние гораздо эффективнее продольного, однако следует иметь в виду, что на больших высотах в магнитосфере пульсара концентрация рассеивающих частиц и интенсивность падающего излучения уменьшаются. В пульсарах оба процесса могут быть достаточно эффективными (численная оценка Γ_l дается формулой (9) в [21]). Заметим только, что если условие $v'^4 \gamma^2 / (3v_G^4) > 1$ выполняется уже в области излучения, то продольное рассеяние вообще не происходит.

6. Обсуждение

В ходе нашего рассмотрения было найдено, что индуцированное рассеяние радиоизлучения пульсара за пределы пучка в умеренно сильном магнитном поле может приводить к существенному росту интенсивности в направлении, антипараллельном скорости рассеивающих частиц, $\theta_1^{\max} = \pi$. Таким образом, рассеянная компонента направлена назад – к нейтронной звезде, – так же, как в двунаправленной модели [20]. В случае ортогонального ротатора, когда магнитная ось пульсара почти ортогональна оси вращения, рассеянная компонента должна присутствовать на профиле как интеримпульс. Как и в модели [20], область формирования интеримпульса находится во внешней магнитосфере, однако теперь ее положение строго определено: поперечное рассеяние происходит на высотах порядка радиуса циклотронного резонанса и, естественно, только в той малой части силовой трубки, где проходит радиолуч пульсара.

Хотя главный импульс и интеримпульс возникают на разных высотах в магнитосфере, в рамках нашей теории эти компоненты физически связаны, поскольку интеримпульсное излучение – это рассеянное излучение главного импульса. Следовательно, можно ожидать, что модуляция интенсивности главного импульса сохранится и в интеримпульсе. Недавние наблюдения субимпульсов в пульсаре B1702-19 [9] действительно показывают, что субимпульсная структура интеримпульса модулирована с такой же периодичностью, как и структура главного импульса, с соответствующим сдвигом на половину периода пульсара. Таким образом, наш механизм образования интеримпульса имеет наблюдательную поддержку.

Как показывают численные оценки (см. формулу (15) выше и формулу (9) в [21]), рассеяние тем эффективнее, чем меньше период пульсара, выше радиосветимость и ниже частота. Все эти тенденции подтверждаются наблюдениями. Пока рост рассеянной компоненты не достиг стадии насыщения, зависимость интенсивности от эффективности рассеяния колоссальна, так что с уменьшением частоты интеримпульс должен очень быстро расти и может внезапно появляться на профиле. Некоторые пульсары действительно имеют интеримпульсы только в декаметровом диапазоне [3-5].

В тех случаях, когда интеримпульс наблюдается в широкой полосе частот, рост рассеянной компоненты должен приближаться к стадии насыщения. При этом интенсивность меняется с частотой не так значительно, однако спектр интеримпульса должен все-таки быть несколько круче спектра главного импульса, что согласуется с наблюдениями. Заметим также, что рассеяние на стадии насыщения должно заметно изменять и интенсивность главного импульса, причем тем сильнее, чем ниже частота, так что спектр главного импульса должен уплощаться.

Следует отметить, что излучение приходит в интеримпульс с более высоких частот, $v_1 \approx v\theta^2/4 < v$. При убывающем спектре пульсара это означает, что интенсивность интеримпульса должна быть значительно меньше

изначальной интенсивности главного импульса на той же частоте. Интенсивности двух компонент профиля могут стать сравнимыми, только если главный импульс существенно подавлен рассеянием.

Позиционный угол линейной поляризации рассеянного излучения определяется положением $\vec{k}_1 \times \vec{b}$ -плоскости в области рассеяния и в общем случае отличается от позиционного угла главного импульса, который определяется ориентацией $\vec{k} \times \vec{b}$ -плоскости в области излучения (здесь \vec{b} – единичный вектор вдоль магнитного поля). В верхней магнитосфере радиолуч занимает лишь малую часть силовой трубки и, следовательно, в области рассеяния магнитное поле практически однородно. Соответственно, на протяжении всего интеримпульса позиционный угол должен быть практически постоянным, что согласуется с наблюдениями. Хотя в результате рассеяния могут нарастать обе ортогональные моды поляризации, эффективность рассеяния может отличаться значительно, так что одна из мод будет доминировать, приводя к высокой поляризации излучения интеримпульса.

7. Выводы

Рассмотрено индуцированное рассеяние узкого радиопучка в фон на частицах замагниченной ультрарелятивистской электрон-позитронной плазмы пульсара. Присутствие внешнего магнитного поля влияет на процесс рассеяния при условии $\omega' \ll \omega_G$, и в этом случае характер рассеяния может быть различным. В сверхсильном поле, $\omega^4/\omega_G^4 \ll 1/\gamma^2$, имеет место продольное рассеяние: фотоны пучка рассеиваются преимущественно в состоянии с $\theta_1^{\max} \approx 1/\gamma$ и $\omega_1 \approx \omega\theta^2\gamma^2 \gg \omega$, т. е. рассеянная компонента почти сонаправлена с внешним магнитным полем. В умеренно сильном поле, $1/\gamma^2 \ll \omega^4/\omega_G^4 \ll 1$, происходит поперечное рассеяние, причем фотоны рассеиваются в основном назад, антипараллельно скорости рассеивающих частиц, так что $\theta_1^{\max} \approx \pi$ и $\omega_1 \approx \omega\theta^2/4 < \omega$. Поскольку напряженность магнитного поля уменьшается с удалением от нейтронной звезды, в силовой трубке обычно

реализуются оба режима рассеяния. При этом могут формироваться две рассеянные компоненты, которые отождествлены соответственно с предимпульсом и интеримпульсом пульсара.

В настоящей статье впервые выведены кинетические уравнения для случая поперечного индуцированного рассеяния и рассмотрено формирование интеримпульсной компоненты. В рамках предложенной физической модели интеримпульса объяснены спектральные и поляризационные особенности этой компоненты, а также ее связь с главным импульсом.

Литература

- Manchester R. N., Lyne A. G. Pulsar interulses – two poles or one? // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* – 1977. – Vol. 181. – P. 761-767.
- Kramer M., Xilouris K. M., Lorimer D. R., Doroshenko O., Jessner A., Wielebinski R., Wolszczan A., Camilo F. The characteristics of millisecond pulsar emission. I. Spectra, pulse shapes, and the beaming fraction // *Astrophys. J.* – 1998. – Vol. 501, No. 1. – P. 270-285.
- Bruck Yu. M., Ustimenko B. Yu. Some features of the pulsed radiation from the pulsar 1919+21 at 16.7, 20 and 25 MHz // *Astrophys. Space Sci.* – 1977. – Vol. 49. – P. 349-366.
- Bruck Yu. M., Ustimenko B. Yu. The interpulse emission structure in pulsars // *Astron. Astrophys.* – 1979. – Vol. 80. – P. 170-173.
- Bruck Yu. M. Decametric emission by pulsars // *Aust. J. Phys.* – 1987. – Vol. 40. – P. 861-870.
- Rankin J. M., Rathnasree N. On the polarization and emission geometry of pulsar 1929+10: Does its emission come from a single pole or two poles? // *J. Astrophys. Astron.* – 1997. – Vol. 18. – P. 91-131.
- Hankins T. H., Boriakoff V. Microstructure in the pulsar 0950+08 interpulse at radio wavelengths // *Astrophys. J.* – 1981. – Vol. 249, No. 1. – P. 238-240.
- Hankins T. H., Cordes J. M. Interpulse emission from pulsar 0950+08: How many poles? // *Astrophys. J.* – 1981. – Vol. 249, No. 1. – P. 241-253.
- Weltevred P., Wright G. A. E., Stappers B. W. The main pulse-interpulse interaction in PSR B1702-19 // *Astron. Astrophys.* – 2007. – Vol. 467. – P. 1163-1174.
- Biggs J. D. Main pulse / interpulse correlation and mode changing in PSR 1055-52 // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* – 1990. – Vol. 246. – P. 341-348.
- Fowler L. A., Wright G. A. E., Morris D. Unusual properties of the pulsar PSR 1822-09 // *Astron. Astrophys.* – 1981. – Vol. 93, No. 1. – P. 54-61.
- Fowler L. A., Wright G. A. E. Pulse-interpulse interaction in pulsar PSR 1822-09 // *Astron. Astrophys.* – 1982. – Vol. 109, No. 2. – P. 279-281.
- Gil J. A., Jessner A., Kijak J., Kramer M., Malofeev V., Malov I., Seiradakis J. H., Sieber W., Wielebinski R. Multifrequency study of PSR 1822-09 // *Astron. Astrophys.* – 1994. – Vol. 282, No. 1. – P. 45-53.
- Cognard I., Shrauner J. A., Taylor J. H., Thorsett S. E. Giant radio pulses from a millisecond pulsar // *Astrophys. J.* – 1996. – Vol. 457. – P. L81-L84.
- Kinkhabwala A., Thorsett S. E. Multifrequency observations of giant radio pulses from the millisecond pulsar B1937+21 // *Astrophys. J.* – 2000. – Vol. 535, No. 1. – P. 365-372.
- Cordes J. M., Bhat N. D. R., Hankins T. H., McLaughlin M. A., Kern J. The brightest pulses in the Universe: Multifrequency observations of the Crab pulsar's giant pulses // *Astrophys. J.* – 2004. – Vol. 612, No. 1. – P. 375-388.
- Hankins T. H., Eilek J. A. Radio emission signatures in the Crab pulsar // *Astrophys. J.* – 2007. – Vol. 670, No. 1. – P. 693-701.
- Manchester R. N. Observations of pulsar polarization at 410 and 1665 MHz // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* – 1971. – Vol. 23. – P. 283-322.
- Gil J. Interpulse beams and profile components // *Astrophys. J.* – 1985. – Vol. 299, No. 1. – P. 154-160.
- Dyks J., Zhang B., Gil J. Reversals of radio emission direction in PSR B1822-09 // *Astrophys. J.* – 2005. – Vol. 626, No. 1. – P. L45-L47.
- Петрова С. А. Механизм образования компонент радиоизлучения пульсара за пределами главного импульса. I. Предимпульс // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 2007. – Т. 13, №1. – С. 5-14.
- Blandford R. D., Scharlemann E. T. On the scattering and absorption of electromagnetic radiation within pulsar magnetospheres // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* – 1976. – Vol. 174, No. 1. – P. 59-85.
- Ochelkov Yu. P., Usov V. V. Compton scattering of electromagnetic radiation in pulsar magnetospheres // *Astrophys. Space Sci.* – 1983. – Vol. 96, No. 1. – P. 55-81.
- Любарский Ю. Э., Петрова С. А. Индуцированное рассеяние радиоизлучения в магнитосферах пульсаров // *Письма в АЖ.* – 1996. – Т. 22, № 6. – С. 445-455.
- Petrova S. A. Toward explanation of microstructure in pulsar radio emission // *Astron. Astrophys.* – 2004. – Vol. 417. – P. L29-L32.
- Petrova S. A. On the origin of giant pulses in radio pulsars // *Astron. Astrophys.* – 2004. – Vol. 424. – P. 227-236.
- Canuto V., Lodenquai J., Ruderman M. Thomson scattering in a strong magnetic field // *Phys. Rev. D.* – 1971. – Vol. 3. – P. 2303-2308.

**Механізм формування компонент
радіовипромінювання пульсара
поза межами головного імпульсу.
II. Інтерімпульс**

С. А. Петрова

Розвинено теорію індукованого розсіяння на ультррелятивістських частинках у помірно потужному магнітному полі. Одержані кінетичні рівняння застосовано у розв'язку задачі індукованого розсіяння радіовипромінювання пульсара поза межі вузького пучка. Показано, що розсіяне випромінювання головню концентрується у напрямку, антипаралельному швидкості частинок. На основі цього процесу вперше запропоновано фізичний механізм інтерімпульсної компоненти пульсара. Наша модель пояснює спостережувані спектральні та поляризаційні особливості інтерімпульсного випромінювання, а також його зв'язок із головним імпульсом.

**The Mechanism
of Component Formation
out of the Main Pulse of a Radio Pulsar.
II. The Interpulse**

S. A. Petrova

The theory of induced scattering off the ultrarelativistic particles in a moderately strong magnetic field is developed. The kinetic equations obtained are applied to the problem of induced scattering of pulsar radiation out of the narrow beam. It is shown that the scattered radiation predominantly concentrates in the direction antiparallel to the velocity of the scattering particles. Based on this process, we for the first time suggest a physical mechanism of the interpulse component of a pulsar. Our model explains the observed spectral and polarization peculiarities of the interpulse emission as well as its connection to the main pulse.