

Механизм образования компонент радиоизлучения пульсара за пределами главного импульса. I. Предимпульс

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.

Рассмотрено индуцированное рассеяние радиоизлучения на ультрарелятивистских частицах в сверхсильном магнитном поле. Решена задача рассеяния направленного радиоизлучения в фоновое. В магнитосфере пульсара этот процесс может быть эффективным, и рассеянное излучение концентрируется вблизи направления внешнего магнитного поля. Вследствие вращательной абберрации рассеянная компонента предшествует главному импульсу на профиле и может быть отождествлена с предимпульсом пульсара. В рамках нашей модели объясняются наблюдаемые поляризационные, спектральные и флуктуационные свойства излучения предимпульса, а также его связь с главным импульсом.

1. Введение

Радиопрофили некоторых пульсаров содержат предимпульс – компоненту, опережающую главный импульс на десять-двадцать градусов [1-4]. Основной отличительной особенностью предимпульсов является практически полная линейная поляризация их излучения (главный импульс, как правило, заметно деполаризован вследствие одновременного присутствия двух ортогонально поляризованных мод излучения). Спектры предимпульса и главного импульса также отличаются [3, 5]. Однако наблюдения индивидуальных импульсов убедительно свидетельствуют о физической связи двух компонент. Наблюдательные проявления этой связи очень разнообразны. У пульсара B1822-09 предимпульс присутствует только в сильных импульсах [3, 6, 7]. У пульсара J1326-6700, напротив, предимпульс виден только в тех случаях, когда интенсивность главного импульса ниже предела обнаружения [8]. У пульсара в созвездии Парусов чем сильнее предимпульс, тем дальше он отстоит от главного импульса [4].

Необычные поляризационные, спектральные и флуктуационные свойства предимпульса требуют теоретического объяснения, однако в имеющейся литературе вопрос о природе этой компоненты не обсуждался. Недавно была предложена геометрическая модель профиля пульсара B1822-09 [9], в которой предполагается, что излучение предимпульса и главного импульса генерируется на разных высотах в магнитосфере пульсара. Положение предимпульса на профиле действительно может объясняться тем, что эта компонента возникает в верхней магнитосфере, на высотах, много больших высоты области излучения главного импульса. Однако в предположении о независимой генерации двух компонент представляется затруднительным интерпретировать наблюдаемую корреляцию их интенсивностей.

В настоящей статье предлагается физический механизм формирования предимпульса, который позволяет объяснить особенности этой компоненты, а также ее связь с главным импульсом. Предимпульс рассматривается как

результат индуцированного рассеяния излучения главного импульса на частицах электрон-позитронной плазмы в магнитосфере пульсара. Ниже будет подробно исследована и решена задача об индуцированном рассеянии направленного излучения пульсара в фоновое в приближении сверхсильного магнитного поля. Будет показано, что в условиях пульсаров этот процесс может быть настолько эффективным, что рассеянная компонента может становиться сравнимой с главным импульсом.

2. Постановка задачи

Магнитосфера пульсара заполнена ультрарелятивистской электрон-позитронной плазмой, которая течет вдоль открытых магнитных силовых линий и покидает магнитосферу как пульсарный ветер. Радиоизлучение пульсара возникает в глубине трубки открытых силовых линий, а значит, на своем пути в магнитосфере оно распространяется в потоке плазмы. Поскольку яркостные температуры радиоизлучения пульсаров чрезвычайно велики, $T_B = 10^{25} \div 10^{30}$ К, можно ожидать, что индуцированное рассеяние излучения на частицах пульсарной плазмы будет значительным.

Внешнее магнитное поле может влиять на процесс рассеяния, изменяя сечение рассеяния и отдачу. Общий вид сечения рассеяния в магнитном поле найден в [10, 11]. В [11] показано, что влияние магнитного поля велико, если электронная гирочастота превышает частоту падающего излучения в системе покоя рассеивающих частиц, $\omega_G \equiv eB/mc \gg \omega' \equiv \omega\gamma(1 - \beta \cos \theta)$ (здесь β – скорость частиц в единицах скорости света, $\gamma \equiv (1 - \beta^2)^{-1/2}$ – лоренц-фактор, θ – угол между волновым вектором излучения и скоростью частиц). В глубине магнитосферы пульсара, например вблизи области генерации радиоизлучения, это условие хорошо выполняется, и индуцированное рассеяние нужно рассматривать в приближении сильного магнитного поля [12]. Поскольку напряженность магнитного поля пульсара уменьшается с удалением от нейтронной звезды, $B \propto r^{-3}$, в верхней магнитосфере радиоволны проходят через область цик-

лотронного резонанса, $\omega' = \omega_G$. Индуцированное рассеяние в пульсарном ветре происходит в немагнитном режиме [13]. Заметим, что в самой резонансной области радиоволны испытывают резонансное поглощение, а не рассеяние [12, 14-17].

Индуцированное рассеяние в сверхсильном магнитном поле впервые рассмотрено в [13], показано, что в магнитосфере пульсара оно может быть эффективным. Позднее этот процесс привлекался для объяснения ряда особенностей наблюдаемого радиоизлучения пульсаров [18-20]. Как известно, темп индуцированного рассеяния зависит от числа фотонов в конечном состоянии, а также от отдачи, которая определяется различием направлений падающего и рассеянного фотона. Поэтому задача об индуцированном рассеянии в магнитосферах пульсаров может формулироваться по-разному, в зависимости от принятого к рассмотрению конечного состояния рассеянного излучения.

Поскольку радиоизлучение пульсара собрано в узкий пучок, отдача при индуцированном рассеянии внутри пучка мала, а числа заполнения фотонов в конечном состоянии велики. Этот процесс может приводить к существенному перераспределению излучения внутри пучка и объяснять наблюдаемую микроструктуру радиоимпульсов [19]. Рассеяние фотонов пучка на большой угол может быть гораздо эффективнее. Следует отметить, что в собственной системе рассеивающих частиц частота фотона практически не меняется при рассеянии. Поэтому в лабораторной системе частоты и ориентации фотонов в начальном и конечном состояниях связаны соотношением $\omega_1 \gamma (1 - \beta \cos \theta_1) = \omega_2 \gamma (1 - \beta \cos \theta_2)$. Индуцированное рассеяние между состояниями фотонов с существенно отличными частотами и ориентациями может приводить к эффективной перекачке энергии излучения с низкой частоты на высокую и, вследствие убывающего спектра пульсара, быть причиной гигантских импульсов радиоизлучения [20].

Индуцированное рассеяние фотонов пучка в направлении, соответствующем максимуму вероятности рассеяния, также представляет интерес. Для этого процесса необходимо при-

существование фонового излучения за пределами пучка. Такое излучение может возникать, например, в результате спонтанного рассеяния фотонов пучка. Хотя интенсивность фонового излучения очень мала, оно может стимулировать достаточно сильное индуцированное рассеяние. При этом фотоны пучка будут рассеиваться преимущественно в определенном направлении, и интенсивность излучения в этом состоянии может стать сравнимой с начальной интенсивностью пучка. На качественном уровне индуцированное рассеяние направленного радиоизлучения пульсаров в фоновое впервые рассматривалось в [18]. Проведенные оценки показали, что этот процесс может заметно влиять на наблюдаемое излучение, особенно на низких частотах, и объяснять низкочастотные завалы в спектрах пульсаров. В настоящей статье проводится аналитическое решение задачи об индуцированном рассеянии направленного радиоизлучения пульсара в фоновое, рассматривается темп роста и ориентация рассеянной компоненты, которая будет отождествлена с предимпульсом.

3. Перенос интенсивности в процессе рассеяния

Кинетическое уравнение, описывающее индуцированное рассеяние излучения на частицах электрон-позитронной плазмы в сверхсильном магнитном поле, имеет вид [13, 18]:

$$\frac{\partial n(\vec{k})}{\partial r} = \frac{\hbar r_e^2 n_e n(\vec{k})}{mc} \int \frac{\sin^2 \theta \sin^2 \theta_1}{\gamma^6 \eta^3 \eta_1^3 \beta^2} \times \left\{ \frac{(\eta_1 - \eta)^2}{\eta_1^2 \gamma^3} \frac{\partial k_1^2 n_1(\vec{k}_1)}{\partial k_1} + \frac{6k\eta^2 (\eta_1 - \eta) n_1(\vec{k}_1)}{\gamma \eta_1^2} \right\} \times \left[1 - \frac{\eta + \eta_1}{2\gamma^2 \eta \eta_1} \right] d\Omega_1, \quad (1)$$

где $n(\vec{k})$ и $n_1(\vec{k}_1)$ – числа заполнения фотонов в начальном и конечном состояниях, причем общее число фотонов, участвующих в процессе рассеяния, в единичном пространственном

объеме $N \equiv \int n(\vec{k}) d^3 \vec{k} / (2\pi)^3 = \int n_1(\vec{k}_1) d^3 \vec{k}_1 / (2\pi)^3$; траектория фотонов считается прямолинейной и описывается координатой r ; r_e – классический радиус электрона; n_e – концентрация рассеивающих частиц; θ и θ_1 – углы наклона начального и конечного волновых векторов к магнитному полю; $\eta \equiv 1 - \beta \cos \theta$, $\eta_1 \equiv 1 - \beta \cos \theta_1$; $d\Omega_1$ – элемент телесного угла в пространстве конечных состояний фотонов. В уравнении (1) координаты волнового вектора до и после рассеяния связаны соотношением

$$k\eta = k_1\eta_1, \quad (2)$$

которое выражает равенство частот фотонов в системе покоя рассеивающих частиц. В задаче о рассеянии в магнитосфере пульсара падающее радиоизлучение представляет собой поперечные электромагнитные волны, поляризованные либо в плоскости волнового вектора и внешнего магнитного поля (обыкновенная поляризация), либо перпендикулярно этой плоскости (необыкновенная поляризация). Следует отметить, что в кинетическом уравнении (1) числа заполнения n и n_1 относятся к состояниям с обыкновенной поляризацией. В приближении сверхсильного магнитного поля рассеяние с участием фотонов необыкновенной поляризации пренебрежимо мало, поскольку возмущенное движение частицы (в поле падающей волны) поперек внешнего магнитного поля подавлено.

Радиоизлучение пульсаров характеризуется сильной направленностью вперед: в каждой точке конуса излучения пульсара оно сконцентрировано в узкий пучок с углом раствора $\leq 1/\gamma$, тогда как ширина самого конуса излучения обычно гораздо больше. Вдали от области излучения волны распространяются квазипоперечно относительно локального направления магнитного поля ($1/\gamma \ll \theta_b \ll 1$, где θ_b – угол наклона волнового вектора к магнитному полю). Поэтому шириной пучка можно пренебречь и в каждой точке области рассеяния представить падающее излучение единственным волновым вектором $\vec{k}_b = (k_b, \theta_b, \varphi_b)$. В случае эффективного индуцированного рас-

сеяния ориентации рассеянных фотонов $(\theta_{bg}, \varphi_{bg})$ в основном близки к направлению $(\theta_{bg}^{\max}, \varphi_{bg}^{\max})$, которое соответствует максимуму вероятности рассеяния при фиксированном \vec{k}_b . Заметим, что в приближении сверхсильного магнитного поля процесс индуцированного рассеяния характеризуется азимутальной симметрией.

Для того чтобы определить значение θ_{bg}^{\max} , обратимся к исследованию кинетического уравнения (1). Сначала рассмотрим эволюцию чисел заполнения пучка, при этом $n(\vec{k})$ будет относиться к фотонам пучка, а $n_1(k_1)$ – к фотонам фона. При условии $1/\gamma \ll \theta_1 < \theta$ второе слагаемое в фигурных скобках в $\theta_1^2 \gamma^2$ раз больше первого и изменяется $\propto \theta_1^{-4}$. Поэтому можно ожидать, что все подинтегральное выражение достигает максимума при $\theta_{bg}^{\max} \approx 1/\gamma$. Более подробное исследование изменения чисел заполнения при $\theta_{bg} < 1/\gamma$ проведем численно. На рис. 1 представлен темп изменения чисел заполнения фона (рис. 1, а) и пучка (рис. 1, б) в зависимости от θ_{bg} . На каждом графике показаны оба слагаемых в подинтегральном выражении кинетического уравнения и их сумма. Предполагается, что пучок распространяется в заданном направлении θ_b и имеет степенной спектр, $n(k_b) \propto k_b^{-\mu}$, где μ – спектральный индекс, а фоновое излучение имеет равномерное угловое распределение и такой же спектр. Для получения кинетического уравнения, описывающего изменение чисел заполнения фона, в (1) полагалось, что $n(\vec{k})$ относится к фотонам фона, а $n_1(k_1)$ – к фотонам пучка.

Темп роста чисел заполнения фона $\partial n_{bg}/\partial r$ максимален при $\theta_{bg} = \theta_{bg}^{\max} \approx 4/\gamma$, причем ширина максимума $\approx 1/\gamma$ и второй член кинетического уравнения вносит основной вклад (см. рис. 1, а). В нашем рассмотрении $1/\gamma$ – малый параметр, поэтому можно пренебречь шириной максимума и принять, что $\theta_{bg} \approx 1/\gamma$. В кинетическом уравнении для фотонов пучка подинтегральное выражение достигает максимума при несколько меньших значениях θ_{bg} (см. рис. 1, б). Однако темп изменения чисел заполнения пучка $\partial n_b/\partial r$ в действительности определяется не только вероятностью рассеяния, но также и числами заполнения фона,

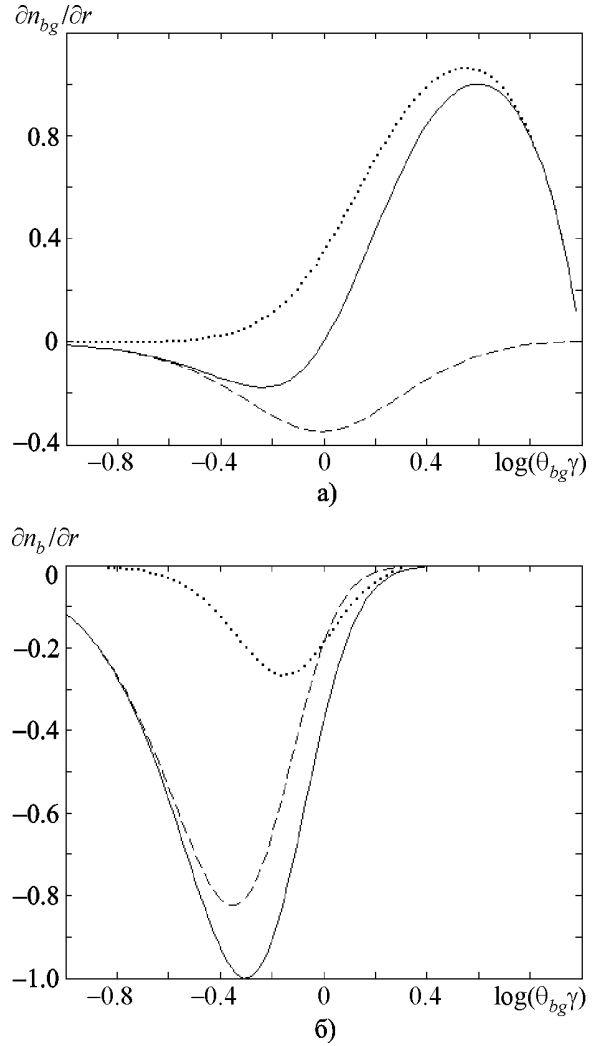


Рис. 1. Темп изменения чисел заполнения фотонов фона (а) и пучка (б) в зависимости от ориентации фоновых фотонов; $\theta_b = 0.1$, $\mu = 5$, $\gamma = 100$. Штриховыми линиями показаны первые слагаемые кинетических уравнений, пунктирными – вторые, а их сумма – сплошными линиями. На каждом графике кривые нормированы на максимум модуля ординаты соответствующей суммарной кривой

так что фотоны пучка наиболее эффективно рассеиваются в направлении θ_{bg}^{\max} , где числа заполнения фона могут возрастать значительно. Как видно из рис. 1, б, при $\theta_{bg} = \theta_{bg}^{\max}$ второй член под интегралом в кинетическом уравнении также больше первого. Поэтому можно пренебречь первыми членами обоих кинетических уравнений.

Итак, будем рассматривать индуцированное рассеяние между двумя состояниями фотонов с $\theta \gg 1/\gamma$, $\theta_1 = \theta_{bg}^{\max} \approx 1/\gamma$ и частотами, связанными согласно (2) соотношением $\omega_1 = \omega\eta/\eta_1 \approx \omega\theta^2\gamma^2 \gg \omega$. Следует отметить, что конус излучения пульсара гораздо шире диаграммы направленности излучения в каждой точке, так что поперечный размер области рассеяния значительно больше сечения фотонного пучка. И хотя в рассматриваемой задаче последнее пренебрежимо мало, поперечный размер области рассеяния достаточно велик, чтобы не накладывать существенных ограничений на эволюцию чисел заполнения фотонов. Удобно ввести интенсивности $i_{v_a} = \hbar\omega^3 n(\vec{k})/2\pi^2 c^2$ и $i_{v_b} = \hbar\omega_1^3 n(\vec{k}_1)/2\pi^2 c^2$, где $v_a = \omega/2\pi$, $v_b = \omega_1/2\pi$ и угловые распределения описываются δ -функциями. Проводя интегрирование по телесному углу, перейдем к спектральным интенсивностям $I_{v_{a,b}} \equiv \int i_{v_{a,b}} d\Omega_{a,b}$. Изменение интенсивностей пучка и фона в процессе индуцированного рассеяния приближенно описывается следующей системой уравнений (см. также [20]):

$$\frac{dI_{v_a}}{dr} = -aI_{v_a}I_{v_b}, \quad (3)$$

$$\frac{dI_{v_b}}{dr} = aI_{v_a}I_{v_b},$$

где

$$a \approx \frac{24n_e r_e^2}{m v_a^2 \gamma^5 \theta^4}. \quad (4)$$

Замечая, что $I_{v_a} + I_{v_b} \equiv I = \text{const}$, для функции $u \equiv I_{v_a}/I_{v_b}$ из (3) получим следующее уравнение:

$$\frac{du}{dr} = -Iau,$$

так что

$$u = u^{(0)} \exp(-Iar)$$

и решение системы (3) имеет вид

$$I_{v_a} = \frac{I \left[I_{v_a}^{(0)} / I_{v_b}^{(0)} \right] \exp(-Iar)}{1 + \left[I_{v_a}^{(0)} / I_{v_b}^{(0)} \right] \exp(-Iar)}, \quad (5)$$

$$I_{v_b} = \frac{I}{1 + \left[I_{v_a}^{(0)} / I_{v_b}^{(0)} \right] \exp(-Iar)},$$

где $I_{v_a}^{(0)}$ и $I_{v_b}^{(0)}$ – начальные интенсивности пучка и фона. Итак, в рассматриваемом приближении суммарная интенсивность двух лучей остается постоянной. Для точного решения это соотношение нарушается, поскольку сохраняется общее число фотонов, участвующих в рассеянии, а часть энергии излучения передается рассеивающим частицам. Полученный результат означает, что перераспределение интенсивности между лучами происходит гораздо быстрее, чем изменение суммарной интенсивности I , и в дальнейшем нас будет интересовать только этот процесс. Как видно из (3) и (5), частота фотонов увеличивается, $v_b \gg v_a$, и они ориентированы практически вдоль внешнего магнитного поля и скорости рассеивающих частиц, $\theta_1 \approx 1/\gamma$. Такой характер изменения параметров фотонов существенно отличается от случая индуцированного рассеяния в отсутствие магнитного поля, когда кинетическое уравнение содержит только член, аналогичный первому слагаемому в уравнении (1), фотоны в основном рассеиваются в направлении, антипараллельном скорости частиц, и их частоты монотонно уменьшаются.

Как можно видеть из (5), эффективность индуцированного рассеяния характеризуется величиной $\Gamma \equiv Iar$, а степень перекачки интенсивности из пучка в фон – величиной $\xi \equiv \left[I_{v_b}^{(0)} / I_{v_a}^{(0)} \right] \exp(\Gamma)$. При $\xi \ll 1$ интенсивности пучка и фона равны $I_{v_a} \approx I_{v_a}^{(0)}$, $I_{v_b} \approx I_{v_b}^{(0)} \exp(\Gamma)$. При $\xi \approx 1$ величина I_{v_b} становится сравнимой

с $I_{\nu_a}^{(0)}$, и ее рост достигает стадии насыщения. При $\xi \gg 1$ интенсивности имеют вид: $I_{\nu_b} \approx I_{\nu_a}^{(0)}$ и $I_{\nu_a} \approx I_{\nu_a}^{(0)}/\xi$. Поскольку изначально интенсивность фона очень мала, $\lg I_{\nu_b}^{(0)}/I_{\nu_a}^{(0)} \approx -10$, для обеспечения $\xi \approx 1$ необходимо, чтобы $\Gamma = n \cdot 10$, где n – число порядка единицы. В этом случае существенная часть интенсивности пучка передается в фон.

4. Численная оценка эффективности рассеяния

Оценим эффективность индуцированного рассеяния в магнитосфере пульсара. Поскольку $I = I_{\nu_a}^{(0)} + I_{\nu_b}^{(0)} \approx I_{\nu_a}^{(0)}$, величина $\Gamma \approx I_{\nu_a}^{(0)} ar$, где a дается формулой (4). Спектр радиоизлучения пульсара обычно имеет степенной вид,

$$I_{\nu_a}^{(0)} = I_{\nu_0} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-\alpha}. \quad (6)$$

Здесь α – спектральный индекс, а спектральная интенсивность на частотах $\nu_0 \approx 100$ МГц связана с радиосветимостью пульсара, L , как

$$I_{\nu_0} = \frac{L}{\nu_0 S}, \quad (7)$$

где $S = \pi r^2 w^2/4$ – площадь сечения конуса излучения пульсара на расстоянии r от нейтронной звезды, w – ширина луча пульсара в угловой мере. Концентрацию рассеивающих частиц удобно нормировать на плотность Голдрайха–Джулиана:

$$n_e = \frac{\kappa B}{P c s}, \quad (8)$$

где κ – фактор размножения плазмы, P – период пульсара, s . Будем считать, что магнитное поле пульсара имеет дипольную структуру, так что $n_e \propto B \propto r^{-3}$. Используя формулы (6)–(8), получим оценку эффективности рассеяния:

$$\Gamma = 10 P^{-1} L_{28} B_{*12} \kappa_2 \gamma_2^{-1} \nu_8^{-2-\alpha} \hat{w}^{-2} (\theta_{-1} \gamma_2 r_8)^{-4}, \quad (9)$$

где B_* – напряженность магнитного поля на поверхности нейтронной звезды, радиус звезды принят равным 10^6 см, и все величины, входящие в (9), нормированы на свои характерные значения: $L_{28} = L/10^{28}$ эрг · с⁻¹, $B_{*12} = B_*/10^{12}$ Гс, $\kappa_2 = \kappa/10^2$, $\gamma_2 = \gamma/10^2$, $\nu_8 = \nu_a/10^8$ Гц, $\hat{w} = w/0.4$, $\theta_{-1} = \theta/0.1$, $r_8 = r/10^8$ см. Видно, что эффективность рассеяния может достигать значений порядка нескольких десятков, так что перекачка интенсивности из пучка в фон действительно может быть существенной.

5. Ориентация рассеянной компоненты

Для выяснения положения рассеянной компоненты на профиле радиоимпульса определим сначала положение области рассеяния в магнитосфере пульсара. Согласно (9) явная зависимость эффективности рассеяния от высоты над нейтронной звездой достаточно сильна, $\Gamma \propto r^{-4}$. Однако неявная зависимость от r оказывается еще сильнее. Поскольку $\theta \propto r$ (см. ниже), частота $\nu_a = \nu_b/\theta^2 \gamma^2 \propto r^{-2}$. Действительно, в фоновое излучение фиксированной частоты ν_b рассеивается излучение различных частот ν_a , которые удовлетворяют условию $\nu_b = \nu_a \theta^2 (r^2) \gamma^2$ на разных высотах. Чем больше высота, тем меньше частота ν_a , больше интенсивность падающего излучения (см. формулу (6)) и сильнее рассеяние. Принимая во внимание эти рассуждения, имеем: $\Gamma \propto r^{2\alpha-4}$. У пульсаров с предимпульсами $\alpha > 2$, так что эффективность рассеяния растет с расстоянием от нейтронной звезды. Заметим также, что изначальные спектры радиоизлучения пульсаров могут быть круче наблюдаемых, поскольку индуцированное рассеяние сильнее на низких частотах (см. формулу (9)) и, следовательно, может приводить к уплощению наблюдаемого спектра.

Итак, индуцированное рассеяние наиболее эффективно вблизи верхней границы области рассеяния, на расстояниях порядка радиуса

циклотронного резонанса r_c . Эта величина определяется из условия $2\pi\nu_a\gamma\theta^2/2 = \omega_G$ и равна

$$\frac{r_c}{r_L} = 0.4B_{*12}^{1/5}(\gamma_2\nu_8)^{-1/5}P^{-3/5}, \quad (10)$$

где $r_L \equiv c/\Omega$ – радиус светового цилиндра, Ω – угловая скорость вращения нейтронной звезды и принято, что $\theta = r/2r_L$ (см. ниже). Как видно из оценки (10), область циклотронного резонанса обычно находится в верхней магнитосфере пульсара, на расстояниях порядка радиуса светового цилиндра.

Обратимся теперь к анализу положения рассеянной компоненты на профиле импульса. Поскольку область рассеяния находится гораздо выше области генерации радиоизлучения, наблюдаемая геометрия лучей определяется в основном эффектом вращения магнитосферы. Для простоты будем рассматривать случай, когда магнитная ось пульсара перпендикулярна его оси вращения. Пусть в начальный момент времени в точке O испускается луч, направленный приблизительно вдоль магнитной оси (см. рис. 2). За время $t = r/c$ луч приходит в точку рассеяния S , а магнитная ось поворачивается на угол $\Omega r/c = r/r_L$. Полярный угол луча относительно мгновенного положения магнитной оси $\chi = r/r_L$, а в предположении о дипольной структуре магнитного поля угол между единичным вектором напряженности магнитного поля \vec{b} и магнитной осью равен $3\chi/2$. В коротационной системе нейтронной звезды волновой вектор рассеянного излучения практически сонаправлен с \vec{b} , а в системе наблюдателя он смещен вследствие вращательной абберрации на угол r/r_L в направлении вращения. В итоге разность долгот главного импульса и рассеянной компоненты равна

$$\lambda_{MP} - \lambda_{Pr} = \frac{r}{2r_L}. \quad (11)$$

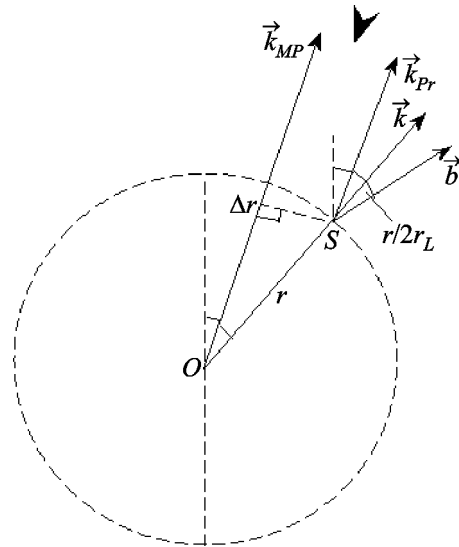


Рис. 2. Геометрия рассеяния в магнитосфере пульсара; \vec{k}_{MP} и \vec{k}_{Pr} – волновые векторы излучения главного импульса и предимпульса

Заметим, что вращение магнитосферы приводит к деформации дипольного магнитного поля, однако изменение ориентации силовой линии в фиксированной точке силовой трубки – это эффект второго порядка малости по r/r_L , и в нашем случае им можно пренебречь. Кроме того, как можно видеть из рис. 2, излучение предимпульса проходит несколько больший путь к наблюдателю по сравнению с излучением главного импульса, $\Delta r = r[1 - \cos(r/2r_L)]$, однако этот эффект изменяет разность долгот компонент на величину $\propto (r/r_L)^3 \ll r/r_L$ и также не учитывается в нашем рассмотрении.

Согласно формуле (11), расстояние от предимпульса до главного импульса на наблюдаемом профиле пропорционально высоте области рассеяния. Максимальная разность долгот компонент, $\Delta\lambda \approx 30^\circ$, достигается при $r \approx r_L$.

6. Обсуждение результатов

В ходе проведенного рассмотрения было показано, что в магнитосфере пульсара индуцированное рассеяние радиоизлучения в фон в приближении сверхсильного магнитного поля

может быть эффективным. При этом рассеянной компоненте может передаваться значительная часть энергии радиолуча. Волновые векторы рассеянного излучения ориентированы приближенно вдоль внешнего магнитного поля, и, вследствие вращательной абберации в области рассеяния, рассеянная компонента появляется на профиле пульсара несколько раньше главного импульса. Представляется интересным сравнить физические свойства рассеянного излучения с наблюдаемыми особенностями предимпульсов.

В приближении сверхсильного магнитного поля в рассеянии принимают участие только фотоны с обыкновенной поляризацией. Соответственно рассеянная компонента должна характеризоваться высокой степенью линейной поляризации. Это действительно является отличительной особенностью излучения предимпульса. Поскольку позиционный угол линейной поляризации определяется ориентацией магнитного поля в области формирования излучения, а главный импульс и предимпульс возникают на разных высотах в магнитосфере, значения позиционного угла в этих компонентах могут заметно отличаться. Такое отличие наблюдается, например, у пульсара В1822-09 [3]. Кроме того, если в главном импульсе доминирует излучение с необыкновенной поляризацией, то позиционный угол предимпульса должен отличаться еще на 90° , как это действительно имеет место у пульсара в созвездии Парусов [4].

Известно, что предимпульсы встречаются в пульсарах с относительно большой напряженностью магнитного поля на поверхности нейтронной звезды (см., например, [3]). Как видно из формулы (9), эффективность индуцированного рассеяния пропорциональна B_* , так что заметный рост рассеянной компоненты действительно можно ожидать у пульсаров с сильным магнитным полем. Кроме того, из нашей оценки Γ следует, что наличие предимпульса должно быть характерным для короткопериодических пульсаров с достаточно высокими радиосветимостями.

Эффективность индуцированного рассеяния, которая определяет рост рассеянной компоненты, может сильно изменяться от импульса

к импульсу вследствие флуктуаций интенсивности падающего излучения и параметров рассеивающих частиц. Если в излучении главного импульса доминируют волны обыкновенной поляризации и рассеяние очень сильное ($\xi \gg 1$), то это излучение может практически полностью переходить в рассеянную компоненту. Возможно, именно это имеет место в пульсаре J1326-6700, когда время от времени интенсивность главного импульса становится ниже предела обнаружения и на профиле появляется мощный предимпульс [8]. У пульсара В1822-09, напротив, предимпульс виден только в сильных импульсах [3, 6, 7]. В случае умеренно сильного рассеяния, $\xi \approx 1$, интенсивность рассеянной компоненты растет экспоненциально, $I_{v_b} \approx I_{v_b}^{(0)} \exp(I_{v_a}^{(0)} ar)$, а интенсивность пучка практически неизменна, $I_{v_a} \approx I_{v_a}^{(0)}$, так что при флуктуациях $I_{v_a}^{(0)}$ интенсивности I_{v_b} и I_{v_a} коррелированы. В индивидуальных импульсах пульсара в созвездии Парусов более сильные предимпульсы отстоят дальше от главного импульса [4]. Большие расстояния между компонентами означают большие высоты области рассеяния, $\Delta\lambda \propto r$. В этом случае угол падения пучка также больше, $\theta_b \propto r$, и на фиксированной частоте предимпульс формируется в результате рассеяния излучения более низких частот, $\nu_a = \nu_b / \theta^2(r) \gamma^2$, которое гораздо интенсивнее.

Как видно из оценки (9), эффективность индуцированного рассеяния сильно растет с уменьшением частоты, так что спектр предимпульса должен быть круче спектра главного импульса. Предимпульс пульсара Крабовидной туманности действительно имеет очень крутой спектр, $\alpha \geq 5$ [3]. Плоский спектр предимпульса пульсара В1822-09 [3] может объясняться рассеянием излучения главного импульса за низкочастотным завалом, который начинается на частотах ≈ 100 МГц, тогда как в пульсаре Краб степенной участок спектра продолжается вплоть до частот ≈ 10 МГц.

7. Выводы

Рассмотрено индуцированное рассеяние радиоизлучения на частицах ультрарелятивистской электрон-позитронной плазмы в прибли-

жении сверхсильного магнитного поля. Исследовано рассеяние узкого пучка в фон в трубке открытых силовых линий пульсара. Найдено, что рассеянное излучение концентрируется в направлении, близком к вектору скорости рассеивающих частиц, и его частота намного выше частоты падающего излучения, $v_b \approx v_a \theta^2 \gamma^2 \gg v_a$. В процессе рассеяния интенсивность рассеянной компоненты может существенно возрасти, причем суммарная интенсивность пучка и фона приближенно сохраняется. В предельном случае очень сильного рассеяния $I_{v_b}(v_b) \approx I_{v_a}^{(0)}(v_a)$, и при условии убывающего спектра радиоизлучения пульсара, $I_{v_a}^{(0)}(v) \propto v^{-\alpha}$, интенсивность рассеянной компоненты $I_{v_b}(v_b)$ может превышать начальную интенсивность пучка на той же частоте $I_{v_a}^{(0)}(v_b)$.

Область эффективного индуцированного рассеяния в режиме сверхсильного магнитного поля лежит в верхней магнитосфере пульсара, на расстояниях, сравнимых с радиусом циклотронного резонанса. Вследствие вращательной абберации рассеянная компонента опережает главный импульс на $10 \div 20^\circ$ по долготе и может быть отождествлена с предимпульсом пульсара. Предложенный механизм формирования предимпульса на основе индуцированного рассеяния излучения главного импульса объясняет физическую связь двух компонент, а также ряд наблюдаемых свойств излучения предимпульса, в частности, высокую линейную поляризацию этой компоненты.

Литература

1. Campbell D. B., Heiles C., Rankin J. M. Pulsar NP 0532: Average polarization and daily variability at 430 MHz // *Nature*. – 1970. – Vol. 225. – P. 527-528.
2. McCulloch P. M., Hamilton P. A., Ables J. G., Komesaroff M. M. PSR 1055-52 - A pulsar resembling the Crab Nebula pulsar // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* – 1976. – Vol. 175. – P. 71P-75P.
3. Fowler L. A., Wright G. A. E., Morris D. Unusual properties of the pulsar PSR 1822-09 // *Astron. Astrophys.* – 1981. – Vol. 93. – P. 54-61.
4. Krishnamohan S., Downs G. S. Intensity dependence of the pulse profile and polarization of the VELA pulsar // *Astrophys. J.* – 1983. – Vol. 265. – P. 372-388.
5. Manchester R. N. Observations of the Crab pulsar at 410 and 1664 MHz // *Astrophys. J.* – 1971. – Vol. 163. – P. L61-L63.
6. 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.
7. 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.
8. Wang N., Manchester R. N., Johnston S. Pulsar nulling and mode changing // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* – 2007. – Vol. 377, No. 3. – P. 1383-1392.
9. 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.
10. Гуревич Л. Э., Павлов С. Т. Рассеяние электромагнитных волн на свободных электронах, находящихся в сильном магнитном поле // *ЖТФ*. – 1960. – Т. 30, № 1. – С. 41-43.
11. Canuto V., Lodenquai J., Ruderman M. Thomson scattering in a strong magnetic field // *Phys. Rev. D.* – 1971. – Vol. 3. – P. 2303-2308.
12. 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. – P. 59-85.
13. Wilson D. B., Rees M. J. Induced Compton scattering in pulsar winds // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* – 1978. – Vol. 185. – P. 297-304.
14. Lyubarskii Yu. E., Petrova S. A. Synchrotron absorption in pulsar magnetospheres // *Astron. Astrophys.* – 1998. – Vol. 337. – P. 433-440.
15. Luo Q., Melrose D. B. Cyclotron absorption of radio emission within pulsar magnetospheres // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* – 2001. – Vol. 325, No. 1. – P. 185-196.
16. Petrova S. A. The effect of synchrotron absorption on the observed radio luminosities of pulsars // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* – 2002. – Vol. 336, No. 3. – P. 774-784.
17. Fussell D., Luo Q., Melrose D. B. Cyclotron absorption in rotating pulsar magnetospheres // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* – 2003. – Vol. 343, No. 4. – P. 1248-1256.
18. Любарский Ю. Э., Петрова С. А. Индуцированное рассеяние радиоизлучения в магнитосферах пульсаров // *Письма в Астрономический журнал*. – 1996. – Т. 22, № 6. – С. 445-455.
19. Petrova S. A. Toward explanation of microstructure in pulsar radio emission // *Astron. Astrophys.* – 2004. – Vol. 417. – P. L29-L32.
20. Petrova S. A. On the origin of giant pulses in radio pulsars // *Astron. Astrophys.* – 2004. – Vol. 424. – P. 227-236.

**Механізм формування компонент
радіовипромінювання пульсара
за межами головного імпульсу.
I. Передімпульс**

С. А. Петрова

Розглянуто індуковане розсіяння радіовипромінювання на ультрарелятивістських частинках у надпотужному магнітному полі. Розв'язано задачу розсіяння спрямованого радіовипромінювання у фонове. У магнітосфері пульсара цей процес може бути ефективним, і розсіяне випромінювання концентрується поблизу напрямку зовнішнього магнітного поля. Внаслідок обертальної аберації розсіяна компонента передє головному імпульсу на профілі і може бути ототожнена з передімпульсом пульсара. У рамках нашої моделі пояснено спостережувані поляризаційні, спектральні та флуктуаційні властивості випромінювання передімпульсу, а також його зв'язок із головним імпульсом.

**The Mechanism
of Component Formation
out of the Main Pulse
of a Radio Pulsar. I. The Precursor**

S. A. Petrova

Induced scattering of radio emission off the ultrarelativistic particles in a superstrong magnetic field is considered. The problem of radio beam scattering into the background radiation is solved. In the magnetosphere of a pulsar, this process can be efficient, and the scattered radiation concentrates close to the external magnetic field direction. Because of rotational aberration, the scattered component precedes the main pulse in the pulse profile and can be identified with the precursor component of a pulsar. Within our model, the observed polarization, spectral and fluctuation properties of the precursor emission as well as its connection to the main pulse are explained.