

ПРОЦЕСС РАСЩЕПЛЕНИЯ ФОТОНА В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ПОЗИТРОНИЯ

Д. А. Румянцев ^{a*}, Д. М. Шленев ^{b**}, М. В. Чистяков ^{a***}

^a Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова
150000, Ярославль, Россия

^b Ярославское высшее военное училище противовоздушной обороны
150001, Ярославль, Россия

Поступила в редакцию 12 апреля 2024 г.,
после переработки 12 апреля 2024 г.
Принята к публикации 2 мая 2024 г.

Рассмотрен процесс расщепления фотона $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ в сильном магнитном поле с учетом вклада позитрония в дисперсию фотона. Показано, что наличие таких условий приводит к открытию нового канала реакции и изменению правил отбора по поляризациям фотонов. Вычислены соответствующие парциальные вероятности для разрешенных каналов. Получена оценка эффективности рассматриваемого процесса.

DOI: 10.31857/S0044451024080066

1. ВВЕДЕНИЕ

Процесс расщепления фотона $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$, запрещенный в вакууме законом сохранения зарядовой четности, известным как теорема Фарри, становится разрешенным в присутствии внешнего поля и/или плазмы, меняющих как амплитуду взаимодействия, так и дисперсионные свойства фотонов. Несмотря на длительную историю исследований, интерес к этому процессу не утихает до сих пор в связи с его возможными астрофизическими приложениями.

По-видимому, впервые вероятность расщепления фотона в слабом магнитном поле ($B \ll B_e = m^2/e \simeq 4.41 \cdot 10^{13} \text{ Гс}^1$) и при малых энергиях фотона ($\omega \ll m$) была вычислена в работах [1, 2]. В более детальном исследовании [3] получены правила отбора по поляризациям и показано, что в пределе коллинеарной кинематики будет только один канал расщепления из двух возможных. В той же работе вычислена амплитуда расщепления фотона при энергии начального фотона меньше порога рождения электрон-позитронной

пары ($\omega \leq 2m$) для магнитного поля произвольной напряженности.

Одно из проявлений данного процесса в астрофизике заключается в объяснении смягчения спектров излучения от замагниченных нейтронных звезд. В частности, предполагается, что с его помощью можно установить природу особенностей спектров гамма-излучения некоторых радиопульсаров [4]. В работах [5, 6] были предложены модели, объясняющие обрезание спектров источников мягких повторяющихся гамма-всплесков за счет влияния процесса $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$.

Еще одним интересным приложением рассматриваемого процесса является объяснение особенностей радиоизлучения аномальных рентгеновских пульсаров и источников мягких повторяющихся гамма-всплесков. Поскольку у реакции расщепления фотона нет кинематического порога, энергичные фотоны, распространяющиеся под малыми углами по отношению к магнитному полю, могут расщепляться прежде, чем достигнут порога рождения пары. Таким образом процесс может изменять эффективность производства электрон-позитронной плазмы, необходимой для создания наблюдаемого радиоизлучения [7–9].

Расщепление фотона также должно учитываться в моделях вспышечной активности у источников мягких повторяющихся гамма-всплесков [5, 10]. Рассматриваемый процесс может играть роль регулято-

* E-mail: rda@uniyar.ac.ru

** E-mail: allen_caleb@rambler.ru

*** E-mail: mch@uniyar.ac.ru

¹) В работе используется естественная система единиц: $c = \hbar = k = 1$, m — масса электрона, $e > 0$ — элементарный заряд.

ра температуры внешней фотосферы долгоживущей области, занятой захваченной магнитным полем горячей e^+e^- -плазмой и находящимися в термодинамическом равновесии с ней фотонами (так называемый trapped fireball).

Во всех рассматриваемых астрофизических приложениях реакция $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ проходит в присутствии сильного внешнего магнитного поля и плазмы, которая может иметь высокую плотность и температуру. Исследование процесса $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ в сильном магнитном поле с учетом того, что дисперсия фотона приводит к значительным отклонениям от коллинеарной кинематики, было проведено в работе [11]. Влияние плазмы на вероятность расщепления фотона проявляется двумя путями. С одной стороны, она модифицирует дисперсионные свойства фотонов, с другой – изменяет амплитуду процесса. Первый фактор был рассмотрен в работах [3, 12]. Было показано, что присутствие холодной и слабо замагниченной плазмы не меняет правил отбора, если плотность плазмы не слишком велика ($n_e \leq 10^{19} \text{ см}^{-3}$) [3]. В работе [12] была вычислена вероятность процесса с учетом влияния плазмы на дисперсию фотонов, но с использованием амплитуд, полученных в присутствии слабого магнитного поля, но не плазмы. Было показано, что при таком подходе влияние плазмы пренебрежимо мало везде, кроме очень узкого диапазона параметров плазмы и магнитного поля.

Изменение амплитуды расщепления фотона в присутствии магнитного поля и плазмы было рассмотрено в работах [13, 14] на основе эффективно-го лагранжиана Эйлера–Гейзенберга с учетом термальных поправок в одно- и двухпетлевых приближениях. Было показано, что в низкотемпературном пределе процесс $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ может конкурировать с другими реакциями поглощения, такими как эффект Комптона.

Другой подход был рассмотрен в работе [15], где амплитуды и коэффициент поглощения расщепления фотона в пределе сильного поля были вычислены с учетом изменения электронного пропагатора в магнитном поле. Основным результатом был вывод о том, что влияние плазмы является пренебрежимо малым. Тем не менее оценки коэффициента поглощения, полученные там, неточны в высокоэнергетическом пределе, так как использованные выражения применимы только для низкоэнергетических приближений. Однако в работах [13–15] не рассматривались эффекты, связанные с влиянием плазмы на дисперсионные свойства фотонов.

Совместный учет влияния замагниченной среды как на амплитуду расщепления фотона, так и на изменение его дисперсионных свойств был проведен в работах [16, 17]. В них были получены модифицированные правила отбора по поляризациям: запрещенный в отсутствие плазмы канал оказался открыт, а вероятности в каналах, разрешенных в чистом магнитном поле (замагниченном вакууме), оказались подавлены. Кроме того, в них было проведено сравнение вероятностей процессов расщепления и слияния фотонов с комптоновским рассеянием и было показано, что реакция расщепления фотона может конкурировать с процессом комптоновского рассеяния при условии наличия разреженной плазмы ($T \ll m$) и в результате может давать вклад в формирование спектров аномальных рентгеновских пульсаров и источников мягких повторяющихся гамма-всплесков.

Дополнительным фактором помимо чистого магнитного поля и плазмы, изменяющим дисперсионные свойства фотона, может быть влияние связанных состояний, например, позитрония. На первый взгляд, его вклад в поляризационный оператор фотона должен быть следующего порядка малости по постоянной тонкой структуры α , однако в сильном магнитном поле он приводит к существенному изменению дисперсионных свойств фотона в окрестности циклотронного резонанса [18], что, в свою очередь, влияет на вероятность самого процесса. В частности, в работе [19] было исследовано влияние позитрония на дисперсионные свойства и амплитуды процесса радиационного распада нейтрино, $\nu \rightarrow \nu\gamma$, в сильном магнитном поле. Было показано, что учет эффектов, связанных с позитронием, приводит к значительному увеличению вероятности данного процесса. Естественно ожидать, что такое влияние позитрония на дисперсию фотона приведет к изменению вероятности процесса расщепления фотона.

Статья построена следующим образом. В разд. 2 с использованием ранее полученных результатов для дисперсии фотона в сильном магнитном поле с учетом влияния позитрония получены новые правила отбора для реакции расщепления фотона. В разд. 3 приведены результаты численных расчетов вероятности процесса $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ в сильном магнитном поле с учетом влияния позитрония на дисперсию фотонов для разрешенных каналов. В разд. 4 оценивается эффективность производства поляризованных фотонов за счет рассматриваемого процесса. В Заключение приведено обсуждение полученных результатов.

2. ДИСПЕРСИЯ ФОТОНА В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ПОЗИТРОНИЯ

Хорошо известно, что распространение излучения в любой активной среде удобно описывать в терминах нормальных мод [17], т. е. на языке собственных функций ε_α и собственных значений \varkappa поляризационного оператора, которые определяют поляризационные и дисперсионные свойства фотона соответственно.

При этом в чистом магнитном поле физически наблюдаемыми будут фотоны, обладающие только двумя поляризационными состояниями [20], которым соответствуют векторы поляризации ²⁾

$$\varepsilon_\alpha^{(1)}(q) = \frac{(q\varphi)_\alpha}{\sqrt{q_\perp^2}}, \quad \varepsilon_\alpha^{(2)}(q) = \frac{(q\tilde{\varphi})_\alpha}{\sqrt{q_\parallel^2}} \quad (1)$$

с определенным законом дисперсии (см., например, работы [11, 20]).

С другой стороны, учет вклада связанных состояний может изменить эту ситуацию. В частности, как было показано в работе [18], в сильном магнитном поле ($B \gg B_e$) вклад возбужденных состояний позитрония в поляризационный оператор фотона подавлен относительно вклада основного состояния фактором порядка $B/B_e\alpha^2 \gg 1$. При этом рождение позитрония в основном состоянии фотоном моды 1 или однофотонный распад на него кинематически запрещены, таким образом, закон дисперсии для фотона моды 1 практически не изменяется и остается близким к вакуумному, а 4-вектор энергии-импульса является при этом пространственно-подобным, $q^2 \lesssim 0$ [11].

Однако для фотона моды 2 этот вывод кардинально меняется. Закон дисперсии для фотона моды 2 определяется из уравнения $q^2 - \varkappa^{(2)} = 0$, где $\varkappa^{(2)}$ — собственное значение поляризационного оператора в сильном магнитном поле, которое с учетом влияния позитрония имеет следующий вид [19]:

$$\varkappa^{(2)} = -\alpha\beta \exp(-\rho) \left(\frac{2}{\pi} H(z) + \frac{2\lambda z}{1 - \lambda^2 - z} \right), \quad (2)$$

Здесь $\rho = q_\perp^2/2\beta$, $z = q_\parallel^2/4m^2$, функция $H(z)$ определяется следующим образом:

$$H(z) = \frac{1}{\sqrt{z(1-z)}} \times \times \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{z}{1-z}} - 1, \quad 0 \leq z \leq 1, \quad (3)$$

$$H(z) = -\frac{1}{2\sqrt{z(1-z)}} \ln \frac{\sqrt{z} + \sqrt{z-1}}{\sqrt{z} - \sqrt{z-1}} - 1 + \frac{i\pi}{2\sqrt{z(z-1)}}, \quad z > 1, \quad (4)$$

$$\lambda = \frac{\alpha}{2} (\ln(4.5u) - 2.44 \ln(\ln(0.15u))), \quad (5)$$

$$u = \frac{\beta \exp(E_i(-\rho))}{\alpha^2} \gg 1,$$

E_i — интегральная показательная функция:

$$E_i(-\xi) = \int_{-\infty}^{-\xi} \frac{\exp(t)}{t} dt. \quad (6)$$

Поляризационный оператор фотона с учетом влияния связанной электрон-позитронной пары позволяет найти закон дисперсии $q_\parallel^2 = f(q_\perp^2)$ для фотона второй моды в окрестности циклотронного резонанса, $q_\parallel^2 = 4m^2$, в которой влияние позитрония велико. Спектральная линия фотона расщепляется на две (рис. 1). Верхняя из них с ростом q_\perp^2 асимптотически стремится к спектральной линии $q_\parallel^2 = 4m^2$, соответствующей e^+e^- -паре со свободными электроном и позитроном, покоящимися относительно друг друга. Нижняя кривая приближается к спектральной линии позитрония $q_\parallel^2/4m^2 = 1 - \lambda^2(\rho)$ (штрихпунктирная линия на рис. 1).

Как видно из формул (2) и (3), (4), собственное значение поляризационного оператора для фотона моды 2 становится большим в окрестности циклотронного резонанса. Поэтому при расчете наблюдаемых характеристик (вероятность расщепления, количество рождаемых фотонов и т. д.) необходимо учитывать перенормировку волновой функции фотона:

$$\varepsilon_\alpha^{(2)}(q) \rightarrow \varepsilon_\alpha^{(2)}(q) \sqrt{Z_2}, \quad Z_2^{-1} = 1 - \frac{\partial \varkappa^{(2)}(q)}{\partial \omega^2}. \quad (7)$$

Модифицированный с учетом вклада позитрония поляризационный оператор определяет новые правила отбора по поляризациям фотона для процесса

²⁾ Обозначения векторов поляризации символами 1 и 2 соответствуют \parallel - и \perp -поляризациям в [3] или E - и O -модам в зарядово-симметричной плазме [10].

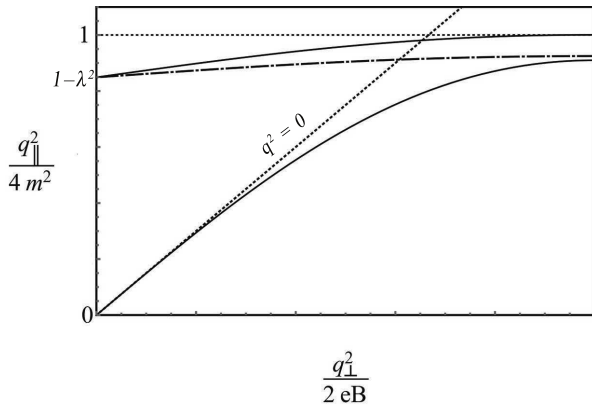


Рис. 1. Закон дисперсии для фотона моды 2 с учетом вклада связанной e^+e^- -пары в сильном магнитном поле. Сплошные линии — ветви дисперсии фотона моды 2, штрихпунктирная линия — спектральная линия позитрония

$\gamma \rightarrow \gamma\gamma$. Как показывает анализ, для верхней ветви дисперсии фотона моды 2 (см. рис. 1) при $q_{\perp}^2 = 0$ имеем $q_{\parallel}^2 \simeq 1 - \lambda(0)^2 > 0$, где λ определяется уравнением (5). Следовательно, для него существует кинематическая область, где $q^2 > 0$. Ее наличие открывает новый канал реакции $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1\gamma_1$, полагавшийся закрытым в исследованиях, в которых не учитывалось влияние позитрония на дисперсию. В то же время каналы $\gamma_1 \rightarrow \gamma_2\gamma_2$ и $\gamma_1 \rightarrow \gamma_1\gamma_2$ в этой же области оказываются кинематически закрытыми.

Следует отметить, что аналогичная кинематическая ситуация имеет место для процесса $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ в сильно замагниченной плазме [17], где также в области $q^2 > 0$ открывается новый канал расщепления $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1\gamma_1$.

3. ВЕРОЯТНОСТЬ ДЛЯ ПРОЦЕССА РАСЩЕПЛЕНИЯ ФОТОНА В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ПОЗИТРОНИЯ

Для различных астрофизических приложений и, в частности, анализа переноса излучения представляет самостоятельный интерес вычислить вероятность поглощения фотона в реакции $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$. Согласно работе [16], выражение для нее можно представить в следующем виде:

$$W_{\lambda \rightarrow \lambda' \lambda''} = \frac{g_{\lambda' \lambda''}}{32\pi^2 \omega_{\lambda}} \int |\mathcal{M}_{\lambda \rightarrow \lambda' \lambda''}|^2 Z_{\lambda} Z_{\lambda'} Z_{\lambda''} \times \delta(\omega_{\lambda}(\mathbf{k}) - \omega_{\lambda'}(\mathbf{k} - \mathbf{k}'') - \omega_{\lambda''}(\mathbf{k}'')) \frac{d^3 k''}{\omega_{\lambda'} \omega_{\lambda''}}, \quad (8)$$

где λ и $\lambda', \lambda'' = 1, 2$ обозначает поляризацию начального фотона и конечных фотонов соответственно,

$q_{\alpha} = (\omega_{\lambda}, \mathbf{k})$ — 4-вектор энергии-импульса начального фотона, $q'_{\alpha} = (\omega_{\lambda'}, \mathbf{k}')$ и $q''_{\alpha} = (\omega_{\lambda''}, \mathbf{k}'')$ — конечных фотонов, фактор $g_{\lambda' \lambda''} = 1 - (1/2) \delta_{\lambda' \lambda''}$ введен для учета возможной тождественности фотонов в конечном состоянии.

Используя результаты работы [11], можно представить амплитуды расщепления фотона в сильном магнитном поле по разрешенным каналам в следующем виде:

$$\mathcal{M}_{1 \rightarrow 12} = -4\pi i \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/2} \frac{(q' \varphi q'')(q' \tilde{\varphi} q'')}{\sqrt{q_{\parallel}^2 q_{\perp}^{\prime 2} q_{\perp}^{\prime\prime 2}}} \times H\left(\frac{q_{\parallel}^{\prime\prime 2}}{4m^2}\right), \quad (9)$$

$$\mathcal{M}_{1 \rightarrow 22} = -4\pi i \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/2} \frac{(q' q'')_{\parallel}}{\sqrt{q_{\parallel}^2 q_{\perp}^{\prime 2} q_{\perp}^{\prime\prime 2}}} \times \left[(q q'')_{\perp} H\left(\frac{q_{\parallel}^{\prime 2}}{4m^2}\right) + (q q')_{\perp} H\left(\frac{q_{\parallel}^{\prime\prime 2}}{4m^2}\right) \right], \quad (10)$$

$$\mathcal{M}_{2 \rightarrow 11} = \mathcal{M}_{1 \rightarrow 12}(q \leftrightarrow q''), \quad (11)$$

где функция $H(z)$ определяется формулами (3), (4).

Вероятность расщепления в канале $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1\gamma_1$, который запрещен в чистом магнитном поле без учета вклада позитрония, может быть вычислена аналитически по аналогии с вероятностью расщепления фотона в замагниченной плазме [17]. С учетом дисперсии и перенормировки волновой функции начального фотона она может быть представлена в виде

$$W_{2 \rightarrow 11} = \frac{\alpha^3}{8\pi^2} Z_2 H^2\left(\frac{q_{\parallel}^2}{4m^2}\right) \frac{q_{\perp}^2}{\omega} \mathcal{F}\left(\sqrt{\frac{q_{\parallel}^2}{q_{\perp}^2}}\right) \theta(q^2), \quad (12)$$

где $H(z)$ определяется формулами (3), (4), $\theta(x)$ — тэта-функция, а

$$\mathcal{F}(z) = 2 \ln z - 1 + z^{-2}. \quad (13)$$

Вероятность процесса поглощения фотона по каналу $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1\gamma_1$ представлена на рис. 2 как функция энергии начального фотона для магнитных полей $B = 100B_e$ и $B = 200B_e$.

Вероятности поглощения фотона в каналах $\gamma_1 \rightarrow \gamma_1\gamma_2$ и $\gamma_1 \rightarrow \gamma_2\gamma_2$ были получены численно из формулы (8) с подстановкой (9) и (10) и с учетом

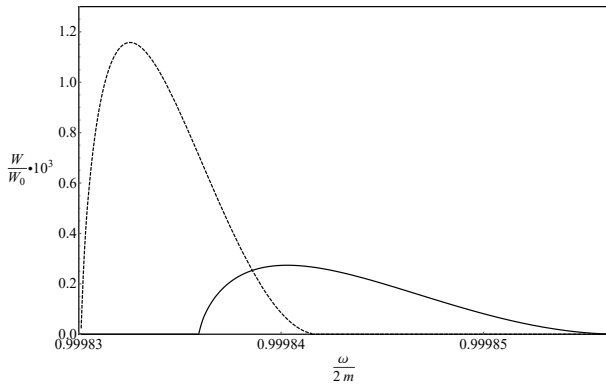


Рис. 2. Вероятность поглощения фотона в канале $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1\gamma_1$ для значений магнитного поля $B/B_e = 100$ (сплошная линия), $B/B_e = 200$ (пунктирная линия). Здесь $W_0 = (\alpha/\pi)^3 m \simeq 3.25 \cdot 10^2 \text{см}^{-1}$

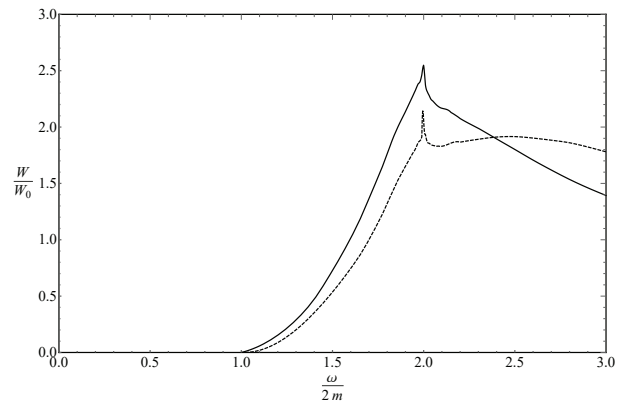


Рис. 4. Вероятность поглощения фотона в канале $\gamma_1 \rightarrow \gamma_2\gamma_2$ для значений магнитного поля $B/B_e = 100$ (сплошная линия), $B/B_e = 200$ (пунктирная линия). Здесь $W_0 = (\alpha/\pi)^3 m \simeq 3.25 \cdot 10^2 \text{см}^{-1}$

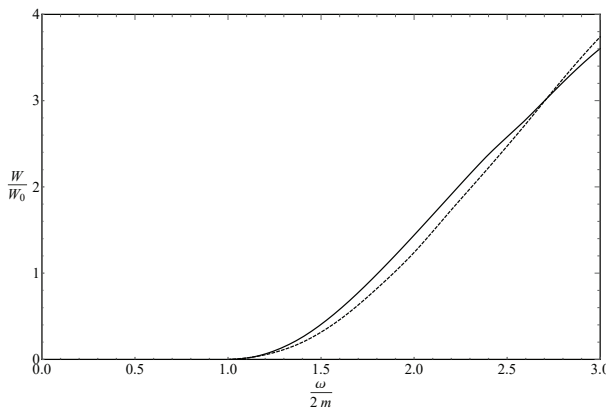


Рис. 3. Вероятность поглощения фотона в канале $\gamma_1 \rightarrow \gamma_1\gamma_2$ для значений магнитного поля $B/B_e = 100$ (сплошная линия), $B/B_e = 200$ (пунктирная линия). Здесь $W_0 = (\alpha/\pi)^3 m \simeq 3.25 \cdot 10^2 \text{см}^{-1}$

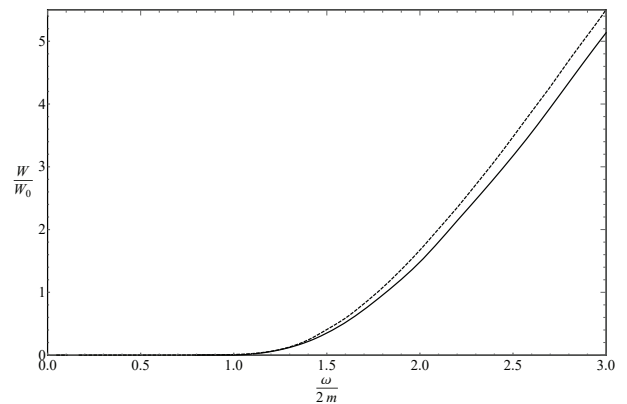


Рис. 5. Вероятность поглощения фотона в канале $\gamma_1 \rightarrow \gamma_1\gamma_2$ в сильном магнитном поле ($B/B_e = 200$). Пунктирная линия соответствует вероятности реакции в замагниченном вакууме без учета вклада позитрония [11]. Здесь $W_0 = (\alpha/\pi)^3 m \simeq 3.25 \cdot 10^2 \text{см}^{-1}$

влияния позитрония на дисперсию и перенормировку волновых функций фотонов для значений индукции магнитного поля $B = 100B_e$ и $B = 200B_e$. На рис. 3–6 они представлены как функции энергии начального фотона. Как видно на рис. 5 и 6, вероятность процесса расщепления фотона в этих каналах оказалась меньше, чем в сильном магнитном поле без учета влияния позитрония. Это связано с тем, что в кинематической области $q^2 > 0$ эти каналы закрыты. Несмотря на то что для процессов с участием фотона моды 2 вероятность суммируется по двум ветвям дисперсии, в области, в которой данные каналы являются разрешенными, фазовый объем реакции все же оказывается меньше, чем без учета влияния позитрония на дисперсию фотона.

Учет влияния вклада позитрония в дисперсию фотона в сильном магнитном поле без плазмы показал существование ненулевой вероятности распада по каналу $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1\gamma_1$. В кинематической области $\omega \leq 2m$ канал $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1\gamma_1$ будет основным, так как каналы $\gamma_1 \rightarrow \gamma_1\gamma_2$ и $\gamma_1 \rightarrow \gamma_2\gamma_2$ кинематически подавлены. Хотя вероятность распада фотона по каналу $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1\gamma_1$ отлична от нуля только в узком диапазоне энергий начального фотона и при этом значительно уступает по величине вкладу в вероятность за счет комптоновского рассеяния [17], процесс распада фотона может играть важную роль в механизме изменения числа фотонов в моделях излучения источников мягких повторяющихся гамма-всплесков.

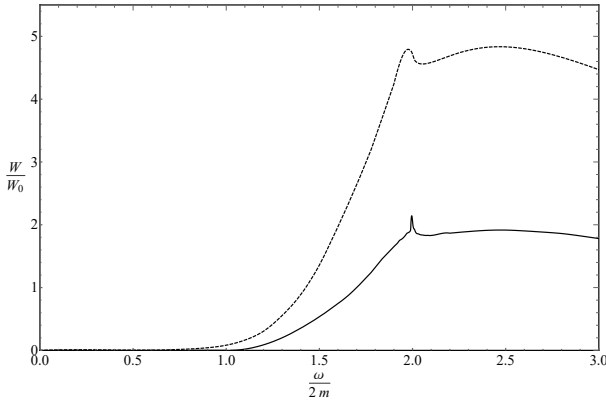


Рис. 6. Вероятность поглощения фотона в канале $\gamma_1 \rightarrow \gamma_2 \gamma_2$ в сильном магнитном поле ($B/B_e = 200$). Пунктирная линия соответствует вероятности реакции в замагниченном вакууме без учета вклада позитрония [11]. Здесь $W_0 = (\alpha/\pi)^3 m \simeq 3.25 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$

4. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРОИЗВОДСТВА ФОТОНОВ

Как уже отмечалось во Введении, в современных моделях описания радиоизлучения сильно замагниченных нейтронных звезд необходимо эффективное рождение e^+e^- -плазмы в магнитосфере [9, 21]. В свою очередь, электрон-позитронные пары в сильном магнитном поле $B \gg B_e$ наиболее вероятно будут рождаться фотонами моды 2 [9, 22, 23], поэтому представляет отдельный интерес вычислить убыль числа фотонов моды 2 за счет реакции $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1 \gamma_1$ в единице объема за единицу времени:

$$\frac{dN}{dV dt} \simeq - \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} W_{\gamma_2 \rightarrow \gamma_1 \gamma_1} f_\omega, \quad (14)$$

где

$$f_\omega = (1 + \exp(\omega/T))^{-1}$$

— равновесная функция распределения фотонов. Модуль этой величины как функция от температуры T фотонного газа для величины магнитного поля $B = 200B_e$ представлен на рис. 7.

Численный анализ показывает, что убыль числа фотонов моды 2 в сильном магнитном поле с учетом влияния позитрония за счет распада в канале $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1 \gamma_1$ в том же диапазоне температур на 4–7 порядков меньше, чем в присутствии сильно замагниченной плазмы [17]. Следовательно, влияние позитрония подавляет процесс изменения числа фотонов моды 2. Это можно объяснить тем фактом, что в рассматриваемом в данной работе случае вероятность процесса сильно подавлена перенормировкой

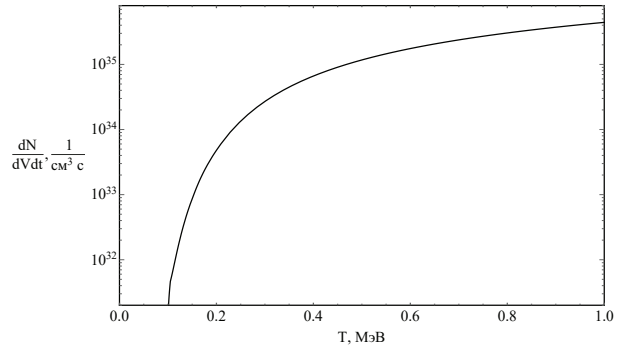


Рис. 7. Изменение числа фотонов моды 2 за счет реакции $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1 \gamma_1$ в сильном магнитном поле ($B/B_e = 200$) в единице объема за единицу времени, взятое по модулю

волновой функции фотона (7) из-за близости кинематически разрешенной области энергий начального фотона к порогу $q_{\parallel}^2 = 4m^2$. По-видимому, для самосогласованного решения этой задачи необходимо также учесть присутствие замагниченной плазмы и влияние позитрония на амплитуду реакции, что, однако, связано со значительными вычислительными сложностями.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе вычислены вероятности поглощения фотона в процессе расщепления фотона на два, $\gamma \rightarrow \gamma \gamma$, в сильном магнитном поле с учетом влияния позитрония на дисперсионные свойства фотонов. Влияние позитрония на вероятность этой реакции является двояким: с одной стороны, дисперсионная линия фотона моды 2 расщепляется на две, с другой — фазовый объем реакции уменьшается. В результате вероятность расщепления фотона по каналам, известным в присутствии магнитного поля, несколько уменьшается. Одновременно с этим открывается новый канал расщепления $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1 \gamma_1$, кинематически запрещенный без учета вклада позитрония. Получено выражение для вероятности поглощения фотона в канале $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1 \gamma_1$ в аналитической форме. Проведена оценка эффективности изменения числа фотонов моды 2 за счет этого канала.

Благодарности. Авторы благодарят А. В. Кузнецова, А. Я. Пархоменко, А. А. Гвоздева и И. С. Огнева за полезные обсуждения и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. L. Adler, J. N. Bahcall, C. G. Callan, and M. N. Rosenbluth, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1061 (1970).
2. Z. Bialynicka-Birula and I. Bialynicka-Birula, *Phys.Rev. D.* **10**, 2341 (1970).
3. S. L. Adle, *Ann. Phys.* **67**, 599 (1971).
4. A. K. Harding, M. G. Baring, and P. L. Gonthier, *Astrophys. J.* **476**, 246 (1997).
5. C. Thompson and R. C. Duncan, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **275**, 255 (1995).
6. M. G. Baring, *Astrophys. J.* **440**, 69 (1995).
7. M. G. Baring and A. K. Harding, *Astrophys. J. Lett.* **507**, 55 (1998).
8. V. M. Malofeev, O. I. Malov, D. A. Teplykh et al., *Astron. Rep.* **49**, 242 (2005).
9. Ya. N. Istomin and D. N. Sobyenin, *Astron. Lett.* **33**, 660 (2007).
10. C. Thompson and R. C. Duncan, *Astrophys. J.* **561**, 980 (2001).
11. А. В. Кузнецов, Н. В. Михеев, М. В. Чистяков, *ЯФ* **62**, 1638 (1999).
12. T. Bulik, *Acta Astron.* **48**, 695 (1998).
13. P. Elmfors and B.-S. Skagerstam, *Phys. Lett. B* **427**, 197 (1998).
14. H. Gies, *Phys. Rev. D* **61**, 085021 (2000).
15. J. M. Martinez Resco and M. A. Valle Basagoiti, *Phys. Rev. D* **64**, 016006 (2001).
16. Д. А. Румянцев, М. В. Чистяков, *ЖЭТФ* **128**, 740 (2005).
17. M. V. Chistyakov, D. A. Romyantsev, and N. S. Stus', *Phys. Rev. D* **86**, 043007 (2012).
18. A. E. Shabad and V. V. Usov, *Astrophys. Space Sci.* **128**, 377 (1986).
19. Р. А. Аникин, Н. В. Михеев, *ЖЭТФ* **142**, 463 (2012).
20. А. Е. Шабад, *Тр. ФИАН СССР* **192**, 5 (1988).
21. Я. Н. Истомин, Д. Н. Собынин, *ЖЭТФ* **140**, 681 (2011).
22. Н. В. Михеев, М. В. Чистяков, *Письма в ЖЭТФ* **73**, 642 (2001).
23. А. А. Yarkov, D. A. Romyantsev, and M. V. Chistyakov, *Phys. Atom. Nucl.* **85**, 1566 (1988).