

# Резонансные процессы в активной среде

Д.А. Румянцев\*, Д.М. Шленев\*\* А.А. Ярков\*\*\*

*Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова, Россия*

В работе рассмотрены различные квантовые процессы с учетом резонанса на виртуальном фермионе.

---

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

\*\*E-mail: ultrasickdoom@gmail.com

\*\*\*E-mail: a12l@mail.ru

# 1 Введение

Нейтронные звезды, обладая набором экстремальных характеристик, являются природными физическими лабораториями и одними из самых интересных объектов, известных в науке. Особое внимание ученых привлекают радиопульсары и магнитары, обладающие магнитными полями колоссальной напряженности, к которой очень сложно приблизиться в земных условиях. У магнитного поля имеется характерное значение, называемое критическим,  $B_e = m^2/e \simeq 4.41 \times 10^{13}$  Гс<sup>1</sup>, при приближении к которому становится необходимым учитывать квантовые эффекты при движении в нем частиц. В радиопульсарах с магнитными полями порядка  $10^{12}$  Гс и магнитарах – до  $10^{16}$  Гс [1–3] такие условия выполняются.

Кроме сильных магнитных полей, в магнитосфере как радиопульсаров, так и магнитаров присутствует достаточно горячая и плотная электрон-позитронная плазма [1]. Магнитное поле и плазма составляют две компоненты внешней активной среды, присутствие которой значительно изменяет характеристики протекающих в ней микропроцессов. Во-первых, активная среда может изменять закон дисперсии находящихся в ней частиц, что приводит к изменению кинематики процессов и вследствие чего могут открываться реакции и каналы реакций, которые запрещены в вакууме. Во-вторых, активная среда влияет на амплитуды процессов, в результате чего они могут приобретать резонансный характер. Именно эта составляющая влияния внешней активной среды рассматривается в данном обзоре. Вследствие резонанса вклад микропроцессов в макроскопические характеристики астрофизических процессов, такие как светимость и скорость изменения количества частиц, может многократно увеличиваться.

В сильном магнитном поле поперечная составляющая импульса фермиона квантуется. В таком случае энергия фермиона определяется так называемым

---

<sup>1</sup>В работе используется естественная система единиц:  $\hbar = c = k = 1$ ,  $m_e$  – масса электрона,  $e > 0$  – элементарный заряд.

уровнем Ландау  $n$  и проекцией импульса вдоль магнитного поля  $p_z$ :

$$E_n = \sqrt{m_f^2 + p_z^2 + 2|e_f|Bn}, \quad (1)$$

где  $e_f$  и  $m_f$  - заряд и масса фермиона. Состояние с  $n = 0$ , в котором фермион движется вдоль силовой линии магнитного поля, называется основным уровнем Ландау.

Можно выделить несколько ситуаций в иерархии параметров среды: магнитного поля, температуры  $T$ , химического потенциала  $\mu$  и энергии фермионов и фотонов, участвующих в реакциях. Предел сильного поля, когда фермионы будут занимать основной уровень Ландау, осуществляется при выполнении условия [4]:

$$\frac{B^2}{8\pi} \gg \frac{\pi^2(n_{e-} - n_{e+})^2}{eB} + \frac{eBT^2}{12}, \quad (2)$$

где  $n_{e-}$  и  $n_{e+}$  - концентрации электронов и позитронов плазмы. Такие условия могут, в частности, реализовываться в модели вспышки источников мягких повторяющихся гамма-всплесков (SGR) [1, 5], которые, как показывают недавние наблюдения, можно отождествить с магнитарами [6–11].

Даже в магнитарных полях условие 2, при котором магнитное поле является доминирующим параметром, перестает выполняться при высоких значениях плотности плазмы  $\rho \geq 10^8$  г/см<sup>3</sup>. Такая плотность может достигаться в границе между внешней и внутренней корой магнитара. В результате реакции, в которых имеются фермионы в промежуточном состоянии, могут приобретать резонансный характер. Это происходит вследствие того, что начинают возбуждаться высшие уровни Ландау виртуальных фермионов. Они становятся реальными с определенным законом дисперсии, садятся на массовую поверхность. В этом состоянии они являются нестабильными и распадаются за время, обратно пропорциональное вероятности их перехода на низшие уровни Ландау. Эффективность реакции при этом заметно увеличивается, что может иметь наблюдаемые астрофизические следствия.

Резонанс на фотоне наблюдается аналогичным образом: в активной среде поляризационный оператор фотона имеет реальную часть, которую можно

рассматривать как эффективную массу фотона. В кинематической области, в которой квадрат 4-импульса виртуального фотона будет равен реальной части его поляризационного оператора, виртуальный фотон станет реальным и нестабильным.

Настоящая статья организована следующим образом. В Разделе 2 обсуждаются различные методы представления решения уравнения Дирака во внешнем магнитном поле. В разделе 3 рассматриваются радиационные поправки в магнитном поле к массовому оператору частиц в промежуточном состоянии и получается выражение для пропагатора. Раздел 4 посвящен различным двухвершинным процессам, в которых может реализовываться резонанс на виртуальном фермионе и/или фотоне. В Разделе 5 описываются сингулярности в фазовых объемах одновершинных процессов и методы их устранения.

## 2 Представление решений уравнения Дирака во внешнем магнитном поле

В этом разделе обсудим влияние активной среды на волновые функции присутствующих в ней частиц: фермионов и фотонов. В случае фермионов искомые нами волновые функции являются решением уравнения Дирака в присутствии внешнего постоянного однородного магнитного поля? направленного вдоль оси  $z$ :

$$(i\partial_\mu\gamma^\mu + e_f A_\mu\gamma^\mu - m_f)\Psi_{p,n}^s(X) = 0, \quad (3)$$

где  $A_\mu$  – 4-вектор потенциала электромагнитного поля, который в калибровке Ландау имеет вид  $A^\mu = (0, 0, xB, 0)$ . Решением этого уравнения является набор собственных функций любого оператора, который коммутирует с гамильтонианом Дирака во внешнем магнитном поле:  $H = \gamma_0(\boldsymbol{\gamma}\mathbf{P}) + m_f\gamma_0 + e_f A_0$ , где  $\mathbf{P} = -i\boldsymbol{\Delta} - e_f\mathbf{A}$ . Существует два распространенных подхода к выбору этих операторов, подробное описание которых представлено в работах [12–17]. При первом из них, предложенным Джонсоном и Липпманом [18], решения

выбираются как собственные функции оператора обобщенной спиральности,  $T_0 = \frac{1}{m_f}(\mathbf{\Sigma}\mathbf{P})$ , где  $\mathbf{\Sigma} = -\gamma_0\boldsymbol{\gamma}\gamma_5$  – трехмерный оператор спина. При этом две верхние компоненты биспиноров соответствуют состояниям фермиона с проекцией спина на направление магнитного поля, равной  $1/2$  и  $-1/2$ .

Другой подход предложен Соколовым и Терновым [19]. Он состоит в выборе волновых функций как собственных функций ковариантного оператора  $\mu_z$ , который строится следующим образом:

$$\hat{\mu}_z = m_f \Sigma_z - i\gamma_0\gamma_5 [\mathbf{\Sigma} \times \mathbf{P}]_z . \quad (4)$$

Его можно получить непосредственно из введенного в работе [19] обобщенного оператора спина, являющегося тензором третьего ранга, который можно записать в координатном представлении следующим образом:

$$F_{\mu\nu\lambda} = -\frac{i}{2} (P_\lambda \gamma_0 \sigma_{\mu\nu} + \gamma_0 \sigma_{\mu\nu} P_\lambda) , \quad (5)$$

где  $\sigma_{\mu\nu} = (\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)/2$ , и  $P_\lambda = i\partial_\lambda - e_f A_\lambda = (i\partial_0 - e_f A_0, -i\boldsymbol{\nabla} - e_f \mathbf{A})$  – оператор обобщенного 4-импульса. Заметим, что в работе [19] ковариантные билинейные формы были построены из матриц Дирака в обкладках биспиноров  $\psi^\dagger$  и  $\psi$ , тогда как в современной литературе (см., например [20]) билинейные формы строятся из матриц Дирака в обкладках биспиноров  $\bar{\psi}$  и  $\psi$ . Из пространственных компонент  $F_{\mu\nu 0}$  оператора (5) можно построить следующий векторный оператор:

$$\hat{\mu}_i = -\frac{1}{2} \varepsilon_{ijk} F_{jk0} , \quad (6)$$

где  $\varepsilon_{ijk}$  – тензор Леви-Чивита. Построенный таким образом объект (6) имеет смысл оператора поляризации [12, 19]. Его можно представить в виде:

$$\hat{\boldsymbol{\mu}} = m_f \mathbf{\Sigma} + i\gamma_0\gamma_5 [\mathbf{\Sigma} \times \hat{\mathbf{P}}] . \quad (7)$$

В нерелятивистском пределе оператор (7), отнесенный к квадрату массы фермиона:  $\hat{\boldsymbol{\mu}}/m_f^2$ , переходит в обычный оператор Паули для магнитного момента [21], который имеет явную физическую интерпретацию.

Решения уравнения Дирака в представлении Джонсона и Липпмана широко используются в литературе (см. например [22–27]). Однако эти функции обладают рядом недостатков, которые проявляются при расчете конкретных характеристик процессов с двумя и более вершинами. Так, эти функции некорректно описывают спиновую зависимость конечной ширины распада промежуточного состояния, что приводит к неверным результатам вблизи резонансов, как было показано в работах [28, 29]. Кроме того, лоренц-инвариантностью будет обладать только квадрат модуля амплитуды, просуммированный по всем поляризациям фермиона, а не парциальные вклады в него.

С другой стороны, использование функций, предложенных Соколовым и Терновым, правильно описывает сечение процессов вблизи резонанса, а также позволяет найти парциальные вклады в амплитуду каждого поляризационного состояния частиц в отдельности, которые будут иметь лоренц-инвариантную структуру. По этой причине далее в этом разделе приведем подробное их описание.

Уравнение для собственных функций оператора 4 имеет следующий вид:

$$\hat{\mu}_z \Psi_{p,n}^s(X) = s M_n \Psi_{p,n}^s(X), \quad (8)$$

где квантовое число  $s = \pm 1$  определяет проекцию спина вдоль направления магнитного поля.

Как уже упоминалось во Введении, состояния фермиона квантуются по энергетическим состояниям, которые называются уровнями Ландау:

$$E_n = \sqrt{p_z^2 + M_n^2}, \quad n = 0, 1, \dots \quad (9)$$

Здесь введены обозначения  $M_n = \sqrt{2\beta n + m_f^2}$ ,  $\beta = |e_f|B$ . Каждое состояние является бесконечно вырожденным по  $p_z$  и дважды вырожденным по  $s$ , кроме состояния  $n = 0$ , где возможно лишь состояние  $s = -1$ . Решения уравнения Дирака 3 могут быть представлены следующим образом:

$$\Psi_{p,n}^s(X) = \frac{e^{-i(E_n X_0 - p_y X_2 - p_z X_3)} U_n^s(\xi)}{\sqrt{4E_n M_n (E_n + M_n)(M_n + m_f) L_y L_z}}, \quad (10)$$

где

$$\xi(X_1) = \sqrt{\beta} \left( X_1 - \eta \frac{p_y}{\beta} \right). \quad (11)$$

Далее, используя обозначение для определения знака заряда фермиона  $\eta = e_f/|e_f|$ , становится удобным представить биспиноры  $U_n^s(\xi)$  в виде отдельной суммы биспиноров соответствующих положительным и отрицательным зарядам  $U_{n,\eta}^s(\xi)$ :

$$U_n^s(\xi) = \frac{1-\eta}{2} U_{n,-}^s(\xi) + \frac{1+\eta}{2} U_{n,+}^s(\xi), \quad (12)$$

где

$$U_{n,-}^-(\xi) = \begin{pmatrix} -i\sqrt{2\beta n} p_z V_{n-1}(\xi) \\ (E_n + M_n)(M_n + m_f)V_n(\xi) \\ -i\sqrt{2\beta n}(E_n + M_n)V_{n-1}(\xi) \\ -p_z(M_n + m_f)V_n(\xi) \end{pmatrix}, \quad (13)$$

$$U_{n,-}^+(\xi) = \begin{pmatrix} (E_n + M_n)(M_n + m_f)V_{n-1}(\xi) \\ -i\sqrt{2\beta n} p_z V_n(\xi) \\ p_z(M_n + m_f)V_{n-1}(\xi) \\ i\sqrt{2\beta n}(E_n + M_n)V_n(\xi) \end{pmatrix}, \quad (14)$$

$$U_{n,+}^-(\xi) = \begin{pmatrix} i\sqrt{2\beta n} p_z V_n(\xi) \\ (E_n + M_n)(M_n + m_f)V_{n-1}(\xi) \\ i\sqrt{2\beta n}(E_n + M_n)V_n(\xi) \\ -p_z(M_n + m_f)V_{n-1}(\xi) \end{pmatrix}, \quad (15)$$

$$U_{n,+}^+(\xi) = \begin{pmatrix} (E_n + M_n)(M_n + m_f)V_n(\xi) \\ i\sqrt{2\beta n} p_z V_{n-1}(\xi) \\ p_z(M_n + m_f)V_n(\xi) \\ -i\sqrt{2\beta n}(E_n + M_n)V_{n-1}(\xi) \end{pmatrix}, \quad (16)$$

$V_n(\xi)$  – нормированные функции гармонического осциллятора, которые следующим образом выражаются через полиномы Эрмита  $H_n(\xi)$  [30]:

$$V_n(\xi) = \frac{\beta^{1/4} e^{-\xi^2/2}}{\sqrt{2^n n! \sqrt{\pi}}} H_n(\xi). \quad (17)$$

Далее эти решения уравнения Дирака (10) будут использованы для получения пропагаторов фермионов в разделе 3.

## 3 Представление пропагаторов с учетом мнимой части

### 3.1 Пропагатор фермиона

В диаграммной технике Фейнмана, которая широко применяется для расчета различных физических величин, в качестве одного из объектов выступают внутренние линии, соответствующие виртуальным частицам или промежуточным состояниям. "Виртуальность" частицы означает нарушение у этой частицы релятивистского соотношения (9). В этом разделе мы опишем представление пропагаторов фермионов во внешнем магнитном поле с учетом радиационных поправок к массовому оператору и покажем, как может реализовываться резонанс в квантовых процессах, содержащих фермионы в промежуточном состоянии.

Пропагатор в формализме собственного времени Фока [31] находится как решение уравнения Дирака с  $\delta$ -функцией в правой части, которая также называется функцией Грина для уравнения Дирака:

$$(i\partial_\mu \gamma^\mu + e_f A_\mu \gamma^\mu - m_f) S(X, X') = \delta(X - X'). \quad (18)$$

Пропагатор, который получается из этого уравнения, имеет достаточно громоздкий вид. Поэтому удобно воспользоваться различными приближениями. Например, приближение слабого магнитного поля особенно актуально для  $W$ -бозонов, так как критическое поле для этих частиц, равное примерно  $m_W^2/e \simeq 10^{24}$  Гс, значительно превышает магнитные поля, существующие в природе. Кроме того, для частиц, обладающих высоким удельным зарядом,



$|e_f|/m_f$ , удобно рассматривать пропагатор в виде разложения по уровням Ландау:

$$S(X, X') = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{s=\pm 1} S_n^s(X, X'). \quad (19)$$

Для построения пропагатора можно воспользоваться полевыми операторами:

$$\Psi(X) = \sum_{n,p_y,p_z,s} (a_{n,p}^s \Psi_{n,p,+}^s(X) + b_{n,p}^{\dagger s} \Psi_{n,p,-}^s(X)), \quad (20)$$

где  $a$  – оператор уничтожения фермиона,  $b^\dagger$  – оператор рождения фермиона,  $\Psi_+$  и  $\Psi_-$  соответствуют решениям уравнения Дирака с положительной и отрицательной энергией соответственно. Стандартным образом пропагатор вычисляется как разность хронологически упорядоченного и нормально упорядоченного произведения полевых операторов:

$$S(X, X') = T(\Psi(X)\bar{\Psi}(X')) - \mathcal{N}(\Psi(X)\bar{\Psi}(X')). \quad (21)$$

Подставляя точные решения уравнения Дирака (10) и вводя для удобства новое обозначение:

$$\phi_{p,n}^s(X_1) = \frac{U_n^s[\xi(X_1)]}{\sqrt{2M_n(E_n + M_n)(M_n + m_f)}}, \quad (22)$$

где  $U_n^s$  определяется формулой (12), можно представить вклад в разложение пропагатора от уровня Ландау  $n$  и поляризационного состояния  $s$  следующим образом:

$$S_n^s(X, X') = \int \frac{dp_0 dp_y dp_z}{(2\pi)^3} \frac{e^{-i(p(X-X'))_{\parallel} + ip_y(X_2-X'_2)}}{p_{\parallel}^2 - M_n^2 - \mathcal{R}_{\Sigma}^s(p) + i\mathcal{I}_{\Sigma}^s(p)} \phi_{p,n}^s(X_1) \bar{\phi}_{p,n}^s(X'_1), \quad (23)$$

где  $\mathcal{R}_{\Sigma}^s(p)$  и  $\mathcal{I}_{\Sigma}^s(p)$  – реальная и мнимая части массового оператора фермиона. Для их получения требуется вычислить радиационные поправки к массе фермиона в замагниченной плазме. Реальная часть массового оператора  $\mathcal{R}_{\Sigma}^s(p)$  определяет изменение закона дисперсии фермиона в присутствии замагниченной плазмы. В слабых магнитных полях,  $B \ll B_e$ , она определяется

отношением [32]:

$$\Re_{\Sigma}^s(p) = \frac{4\alpha m_f}{3\pi} \varkappa^2 \left[ \ln \varkappa^{-1} + C + \frac{1}{2} \ln 3 - \frac{33}{16} \right], \quad \varkappa \ll 1, \quad (24)$$

где  $C = 0.577\dots$  - постоянная Эйлера, динамический параметр  $\varkappa$  вводится следующим образом:

$$\varkappa = \frac{1}{m_f B_e} [-(F_{\mu\nu} p_{\nu})^2]^{1/2}. \quad (25)$$

Для случая сильного магнитного поля,  $B \gtrsim B_e$ , без учета плазмы лидирующий вклад в сдвиг массы фермиона, находящегося на основном уровне Ландау, описывается квадратом логарифмической функции [33]:

$$\Re_{\Sigma}^s(p) = \frac{\alpha}{4\pi} m_f \ln^2(2\beta/m_f^2). \quad (26)$$

Из (24) и (26) следует, что даже для достаточно больших значений магнитного поля вплоть до  $10^{16}$  Гс эта поправка к массе фермиона имеет величину порядка постоянной тонкой структуры  $\alpha$  [13, 14] и является несущественной.

Резонанс на виртуальном фермионе будет наблюдаться, когда в знаменателе пропагатора (23) реальная часть обращается в ноль. Тогда виртуальная частица становится реальной, то есть приобретает определенный закон дисперсии  $p_{\parallel}^2 - M_n^2 = 0$ . Анализ кинематики показывает, что это возможно только тогда, когда виртуальный фермион занимает один из высших уровней Ландау,  $n > 0$ . Частица при этом является нестабильной, и время ее жизни, в нерезонансной области предполагающееся бесконечно большим, определяется мнимой частью массового оператора,  $\mathcal{I}_{\Sigma}^s(p)$ , учет которой становится необходимым. Она может быть получена с помощью оптической теоремы и представлена в следующем виде [34, 35]:

$$\Im_{\Sigma}^s(p) = -\frac{1}{2} p_0 \Gamma_n^s, \quad (27)$$

где  $\Gamma_n^s$  - полная ширина поглощения фермиона, находящегося в поляризованном состоянии  $s$  и занимающего  $n$ -й уровень Ландау. Полная ширина

изменения состояния фермиона может быть выражена через ширину рождения фермиона [36]:

$$\Gamma_n^s = \Gamma_n^{(abs)s} + \Gamma_n^{(cr)s} \simeq \Gamma_n^{(cr)s} \left[ 1 + e^{(E_n'' - \mu)/T} \right], \quad (28)$$

где  $\Gamma_n^{(abs)s}$  и  $\Gamma_n^{(cr)s}$  – ширины поглощения и рождения фермиона соответственно,  $E_n''$  – энергия виртуального фермиона. Введенный таким образом пропагатор с учетом конечной ширины изменения состояния фермиона позволяет корректно рассчитывать сечения квантовых процессов в резонансной области.

### 3.2 Пропагатор фотона

Пропагатор фотона удобно представить в виде разложения по собственным векторам и собственным значениям поляризационного оператора  $\mathcal{P}_{\alpha\beta}(q)$ . Этот оператор рассматривался в ряде работ [37–40]. В постоянном магнитном поле поляризационный оператор можно представить в виде разложения по базису из собственных векторов [39], построенных из обезразмеренного тензора электромагнитного поля,  $\varphi_{\alpha\beta} = F_{\alpha\beta}/B$ , и 4-вектора импульса фотона,  $q_\alpha$ :

$$\begin{aligned} b_\mu^{(1)} &= (\varphi q)_\mu, & b_\mu^{(2)} &= (\tilde{\varphi} q)_\mu, \\ b_\mu^{(3)} &= q^2 (\Lambda q)_\mu - q_\mu q_\perp^2, & b_\mu^{(4)} &= q_\mu, \end{aligned} \quad (29)$$

где  $\tilde{\varphi}_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}\varepsilon_{\alpha\beta\mu\nu}F^{\mu\nu}$ . Собственные векторы и собственные значения поляризационного оператора определяют поляризационные свойства фотонов. При этом физически наблюдаемыми будут три поляризационных состояния фотона, так как моду, соответствующую вектору  $b_\mu^{(4)}$ , можно устранить с помощью калибровочных преобразований [37].

Строго говоря, поляризационный оператор фотона с учетом плазмы, построенный в виде разложения по векторам (29), уже не будет иметь диагональный вид. Диагональное представление поляризационный оператор примет в базисе собственных векторов  $r_\alpha^{(\lambda)}$  в замагниченной плазме с собствен-

ными значениями  $\mathcal{P}^{(\lambda)}(q)$  [37, 41–43]:

$$\mathcal{P}_{\alpha\beta}(q) = \sum_{\lambda=1}^3 \mathcal{P}^{(\lambda)}(q) \frac{r_{\alpha}^{(\lambda)} (r_{\beta}^{(\lambda)})^*}{(r^{(\lambda)})^2}, \quad r_{\beta}^{(\lambda)} = \sum_{i=1}^3 A_i^{(\lambda)} b_{\beta}^{(i)}, \quad (30)$$

где  $A_i^{(\lambda)}$  – некоторые комплексные коэффициенты.

Однако в случае, когда магнитное поле является наибольшим параметром задачи  $\beta \gg T^2, \omega^2$  (т.н. поледоминирующая среда) и присутствует зарядово-симметричная плазма,  $\mu = 0$ , собственные векторы  $r_{\alpha}^{(\lambda)}$  и собственные значения  $\mathcal{P}^{(\lambda)}(q)$  оператора поляризации в плазме, состоящей из электронов и позитронов, находящихся на основном уровне Ландау, в однопетлевом приближении примут вид [37]:

$$r_{\alpha}^{(1)} = -2q_{\perp}^2 b_{\alpha}^{(1)} + O\left(\frac{1}{\beta^2}\right), \quad r_{\alpha}^{(3)} = O\left(\frac{1}{\beta^2}\right), \quad (31)$$

$$r_{\alpha}^{(2)} = b_{\alpha}^{(2)} + O\left(\frac{1}{\beta^2}\right). \quad (32)$$

$$\mathcal{P}^{(1)}(q) = \frac{\alpha}{3\pi} q^2 \mathcal{V} - \frac{\alpha}{3\pi} q_{\perp}^2 + O\left(\frac{1}{\beta^2}\right), \quad (33)$$

$$\mathcal{P}^{(2)}(q) = \frac{\alpha}{3\pi} q^2 \mathcal{V} + \frac{2\alpha}{\pi} \beta \mathcal{D} + O\left(\frac{1}{\beta}\right). \quad (34)$$

$$\mathcal{P}^{(3)}(q) = O\left(\frac{1}{\beta^2}\right), \quad (35)$$

где

$$\mathcal{D} = -\mathcal{J}_1(q_{\parallel}) - H\left(\frac{q_{\parallel}^2}{4m_e^2}\right), \quad (36)$$

$$\mathcal{J}_1(q_{\parallel}) = 2q_{\parallel}^2 m_e^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dp_z}{E} \frac{f_{-}(p) + f_{+}(p)}{q_{\parallel}^4 - 4(pq)_{\parallel}^2}, \quad (37)$$

$$H(z) = \frac{1}{\sqrt{z(1-z)}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{z}{1-z}} - 1, \quad 0 \leq z \leq 1, \quad (38)$$

$$H(z) = -\frac{1}{2\sqrt{z(z-1)}} \ln \frac{\sqrt{z} + \sqrt{z-1}}{\sqrt{z} - \sqrt{z-1}} - 1 + \frac{i\pi}{2\sqrt{z(z-1)}}, \quad z > 1, \quad (39)$$

$f_{\pm}(p) = [\exp[E/T] - 1]^{-1}$  – функция распределения электронов и позитронов плазмы при  $\mu = 0$ ,

$$\mathcal{V} = \ln(B/B_e) - 1.792 + \frac{3}{2} \int_0^1 dx (1-x^2) \ln \left[ 1 - \frac{q^2}{4m_e^2} (1-x^2) \right]. \quad (40)$$

Такие условия имеют место в большинстве моделей магнитосфер радиопульсаров и магнитаров [44].

Из выражений (31)–(35) следует, что фотон в пределе сильного магнитного поля, а также зарядово-симметричной плазмы будет описываться такими же векторами поляризации, как и в чистом магнитном поле. Представим их в том виде, в котором это было сделано в работе [45]:

$$\varepsilon_{\mu}^{(1)} = \frac{(q\varphi)_{\mu}}{\sqrt{q_{\perp}^2}}, \quad \varepsilon_{\mu}^{(2)} = \frac{(q\tilde{\varphi})_{\mu}}{\sqrt{q_{\parallel}^2}}. \quad (41)$$

Эти поляризационные состояния мы будем называть мода 1 и мода 2 соответственно. В литературе используются разные обозначения для этих мод. Например, в работе [46] это моды  $\parallel$  и  $\perp$  в чистом магнитном поле, в работе [47] эти состояния соответствуют X- и O-модам, а в работе [2] – E- и O-модам.

Как известно [37], закон дисперсии для фотона моды 1 в пределе сильного магнитного поля мало отличается от закона дисперсии в замагниченном вакууме  $q^2 = 0$ . С другой стороны, для фотона моды 2 дисперсия будет значительно отличаться от вакуумного закона дисперсии и будет определяться

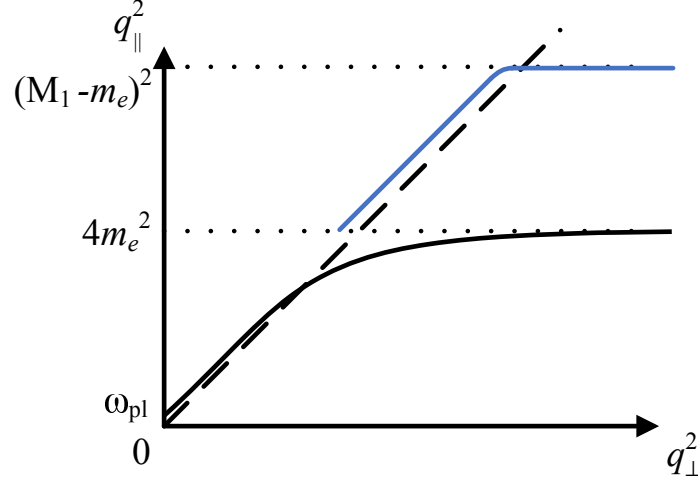


Рис. 1: Закон дисперсии моды 2 в зарядово-симметричной плазме в пределе сильного магнитного поля,  $B \gtrsim B_e$ , изображен сплошными линиями. Штриховой линией изображен вакуумный закон дисперсии, который практически соответствует дисперсии моды 1. Дисперсионные кривые следует продолжить схожим образом на область  $q_{\parallel}^2 > (M_1 - m_e)^2$

соотношением

$$q^2 - \mathcal{P}^{(2)}(q) = 0. \quad (42)$$

Также следует отметить, что закон дисперсии значительно отличается от вакуумного для моды 1 и 2 в окрестности так называемых циклотронных резонансов:

$$q_{\parallel}^2 = (M_n \pm M_{n'})^2 \quad (43)$$

из-за наличия корневых сингулярностей в собственных значениях поляризационного оператора,  $\mathcal{P}^{(\lambda)}(q)$  (за исключением точки  $q_{\parallel}^2 = 4m_e^2$  для моды 1). Поэтому в этих областях становится важным учет радиационных поправок к собственным значениям поляризационного оператора в замагниченной плазме. Этот учет приводит к перенормировке волновых функций фотона

$$\varepsilon_{\alpha}^{(\lambda)}(q) \rightarrow \varepsilon_{\alpha}^{(\lambda)} \sqrt{Z_{\lambda}}, \quad Z_{\lambda}^{-1} = 1 - \frac{\partial \mathcal{P}^{(\lambda)}(q)}{\partial \omega^2}. \quad (44)$$

Проведенный анализ позволяет качественно изобразить дисперсию фотона моды 2 (см. рис. 1). Следует отметить, что в плазме существует область с  $q^2 > 0$  ниже первого циклотронного резонанса  $q_{\parallel}^2 = 4m_e^2$ . Это связано с наличием плазменной частоты у электронов и позитронов среды, которую можно

определить из дисперсионного уравнения 42:

$$\omega_{pl}^2 - \mathcal{P}^{(2)}(\omega_{pl}, \mathbf{k} \rightarrow 0) = 0. \quad (45)$$

Наличие плазменной частоты приводит к изменению кинематики процессов, например, становится кинематически возможен канал расщепления фотона  $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1 \gamma_1$  в то время, как каналы  $\gamma_1 \rightarrow \gamma_1 \gamma_2$ ,  $\gamma_2 \rightarrow \gamma_2 \gamma_2$  в плазме подавлены [48]. Для фотона моды 1 значение  $\omega_{pl}$  также присутствует, но оно пренебрежимо мало.

Пропагатор в координатном пространстве можно представить следующим образом:

$$G_{\mu\nu}(X) = \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} G_{\mu\nu}(q) e^{-iqX}, \quad (46)$$

где

$$G_{\mu\nu}(q) = \sum_{\lambda=1}^3 \frac{b_{\mu}^{(\lambda)} b_{\nu}^{(\lambda)}}{(b^{(\lambda)})^2} \cdot \frac{1}{q^2 - \mathcal{P}^{(\lambda)}(q)} \quad (47)$$

– фурье-образ пропагатора, который можно получить из уравнения Дайсона:

$$(q^2 g_{\mu\rho} - q_{\mu} q_{\rho}) D^{\rho}_{\nu}(q) - \mathcal{P}_{\mu\rho}(q) D^{\rho}_{\nu}(q) = g_{\mu\nu} - \frac{q_{\mu} q_{\nu}}{q^2}. \quad (48)$$

Таким образом, поведение пропагатора фотона определяется аналитическими свойствами поляризационного оператора.

## 4 Резонансные двухвершинные процессы

### 4.1 Резонанс на виртуальном фотоне.

### 4.2 Резонанс на виртуальном электро-не (фермионе).

Одним из важных двухвершинных процессов, в котором имеется внутренняя электронная линия, является комптоновский процесс. Этому процессу посвящено огромное количество работ. Здесь отметим наиболее важные из них. Так, сечение комптоновского рассеяния в магнитном поле без плазмы в нерелятивистском пределе было получено в работах [49, 50] для случая, когда

начальный и конечный электроны занимают основной уровень Ландау. Для релятивистского случая комптоновский процесс в магнитном поле рассматривался в работах [51, 52]. Однако полученные выражения для сечения комптоновского процесса являются достаточно сложными для численных расчетов. Поэтому в работе [25] было получено приближенное выражение для сечения в случае, когда электроны движутся вдоль магнитного поля, что важно в приложении к физике радиопульсаров и магнитаров.

Реакция комптоновского процесса в нерелятивистском пределе как в сильном магнитном поле, так и в замагниченной плазме рассматривалась в работе [53]. Однако при значениях магнитного поля  $B > 10^{12}$  Гс учет релятивистских эффектов становится существенным, что было отмечено в ряде работ [29, 45, 47, 54].

В результатах, полученных в работах [29, 45, 47, 54], сечение рассеяния становится бесконечным на циклотронных резонансах вследствие предположения о большом времени жизни виртуальных частиц. Поэтому полученные в этих работах результаты будут справедливы только в нерезонансной области энергии фотонов. Для точного вычисления сечения комптоновского рассеяния вблизи циклотронных резонансов требуется ввести полную ширину изменения состояния электрона. В случае томсоновского рассеяния [53], когда присутствует лишь одна резонансная частота и сечение не зависит от спина, ввести полную ширину относительно просто [?]. Однако при рассмотрении комптоновского рассеяния на высоких энергиях сильных магнитных полях, требуется использовать релятивистскую квантовую электродинамику. В результате выражение для сечения становится очень громоздким, поскольку имеется бесконечное число резонансов, содержащихся в сумме по всем промежуточным виртуальным состояниям. Изначально для учета конечных резонансных пиков использовались усредненные по спину ширины распада [25]. Как было указано в работе [29], такой подход не является точным, поскольку усреднение по спину некорректно учитывает спиновую зависимость временного распада, что приводит к неверному значению в точке резонанса. Сечение



рассеяния с правильным учетом ширины распада виртуальных промежуточных состояний, учитывающее зависимость от спина, было представлено в работе [47]. Однако полное сечение комптоновского рассеяния представляет собой громоздкое выражение, что затрудняет использование его, например, в моделях переноса излучения. Для решения этой задачи было выполнено множество упрощений. Так, в работе [25] была использована аппроксимация сечения рассеяния с учетом резонанса в ультрарелятивистском пределе для случая сильного магнитного поля  $B > 0.1B_e$ . В точке циклотронного резонанса виртуальный электрон становится реальным, поэтому комптоновское рассеяние становится процессом первого порядка. В работе [23] исследовался вопрос аппроксимации комптоновского сечения с помощью одновершинного процесса поглощения для магнитных полей  $B \sim 0.1B_e$ . Различие между одновершинным процессом поглощения и комптоновским процессом становится существенным на высших циклотронных резонансах из-за вклада нерезонансного рассеяния. Особенно существенно это при малых углах между импульсом фотона и направлением магнитного поля, поскольку в этом случае резонансы уширяются. Также в сильных магнитных полях аппроксимация одновершинным процессом работает хуже, так как высота резонансов убывает с увеличением его номера.

Иной подход к аналитическому рассмотрению комптоновского процесса с учетом резонанса на виртуальном электроде является предположение узкого резонансного пика. Такой метод рассматривался в работе [55]. Как было показано в данной работе, предположение узкого резонансного пика позволяет аппроксимировать область резонанса дельта-функцией, что позволяет упростить, например, решение задачи переноса излучения.

В этом разделе рассмотрим процесс рассеяния фотонов на электронах сильно замагниченной (величина магнитного поля является максимальным параметром, то есть  $\beta \gg T^2, \omega^2, E^2$ ) равновесной плазмы с нулевым химическим потенциалом,  $\mu=0$ .

Эффективный лагранжиан взаимодействия фермиона  $f$  с обобщенными

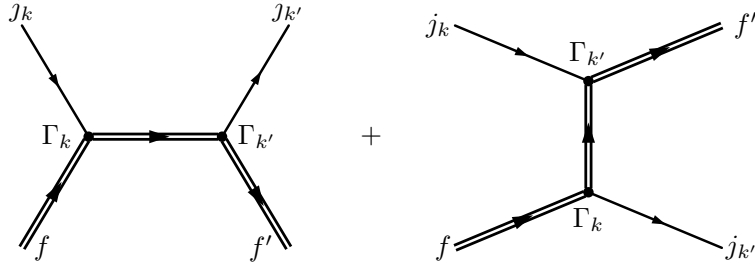


Рис. 2: Диаграммы Фейнмана для реакции  $j f \rightarrow j' f'$ . Двойные линии означают, что влияние внешнего поля на начальное и конечное состояния фермионов и на фермионный пропагатор учтено точно.

токами  $j$  можно найти в работе [56]. Этот лагранжиан задает обширный класс взаимодействий. Так как в данном разделе будет рассматриваться комптоновский процесс рассеяния фотона на электроне, то необходимо построить лагранжиан электромагнитного взаимодействия:

$$\mathcal{L}(X) = -e[\bar{\psi}_f(X)\gamma^\mu A_\mu(X)\psi_f(X)]; \quad (49)$$

Комптоновский процесс в древесном приближении описывается диаграммами Фейнмана, представленными на рис. 2. Соответствующий  $S$ -матричный элемент, с учетом лагранжиана (49) может быть представлен в виде:

$$\begin{aligned} S_{V'V}^{s's} &= -e^2 \int d^4X d^4Y \langle j_\mu(X) j_{\mu'}(Y) \rangle \left[ \bar{\Psi}_{p',\ell'}^{s'}(Y) \gamma_{\mu'} S(Y, X) \gamma_\mu \Psi_{p,\ell}^s(X) \right] + \\ &+ (j_\mu, \gamma_\mu \leftrightarrow j_{\mu'}, \gamma_{\mu'}). \end{aligned} \quad (50)$$

Здесь  $p^\mu = (E_\ell, \mathbf{p})$  и  $p'^\mu = (E'_{\ell'}, \mathbf{p}')$  - четырехмерные векторы энергии-импульса начального и конечного фермиона, находящихся на произвольных уровнях Ландау  $\ell$  и  $\ell'$  соответственно,  $\Psi_{p,\ell}^s(X)$  - волновые функции фермионов в присутствии внешнего магнитного поля 10,  $s$  и  $s'$  обозначают поляризационные состояния начального и конечного фермиона соответственно,  $S(Y, X)$  - пропагатор фермиона во внешнем магнитном поле 23.

Токи  $j_\mu(X)$  и  $j_{\mu'}(Y)$ , в свою очередь, удобно представить в виде плоско-волновых решений с амплитудами  $j_\mu(q)$  и  $j'_{\mu'}(q')$ :

$$j_\mu(X) = \frac{e^{-i(qX)}}{\sqrt{2q_0V}} j_\mu(q), \quad q^\alpha = (q_0, \mathbf{q}), \quad (51)$$

$$j_{\mu'}(Y) = \frac{e^{i(q'Y)}}{\sqrt{2q'_0V}} j'_{\mu'}(q'), \quad q'^{\alpha} = (q'_0, \mathbf{q}'), \quad (52)$$

где  $V = L_x L_y L_z$  – нормировочный объем.

С учетом этих замечаний, подставим решения (10), фурье-образы токов (51), пропагатор (23) в (50). Проинтегрировав полученный результат по  $dX_0 dX_2 dX_3$  и  $dY_0 dY_2 dY_3$ , представим  $S$ -матричный элемент в следующем виде:

$$\mathcal{S}_{k'k}^{s's} = \frac{i(2\pi)^3 \delta_{0,y,z}^{(3)}(P - p' - q')}{\sqrt{2q_0V 2q'_0V 2E_\ell L_y L_z 2E'_{\ell'} L_y L_z}} \mathcal{M}_{k'k}^{s's}, \quad (53)$$

где  $\delta_{0,y,z}^{(3)}(P - p' - q') = \delta(P_0 - E'_{\ell'} - q'_0) \delta(P_y - p'_y - q'_y) \delta(P_z - p'_z - q'_z)$ ,

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{k'k}^{s's} &\simeq i g_k g_{k'} j'_{k'}(q') j_k(q) \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{s''} \int dX_1 dY_1 e^{-iX_1 q_x + iY_1 q'_x} \times \\ &\times \frac{\bar{\phi}_{p',\ell'}^{s'}(Y_1) \Gamma_{k'} \phi_{P,n}^{s''}(Y_1) \bar{\phi}_{P,n}^{s''}(X_1) \Gamma_k \phi_{p,\ell}^s(X_1)}{P_{\parallel}^2 - M_n^2 + i \Im_{\Sigma}^{s''}(P)} + \\ &+ (j_k(q), \Gamma_k, P, q \leftrightarrow j'_{k'}(q'), \Gamma_{k'}, P', -q'), \end{aligned} \quad (54)$$

$$P_{\alpha} = (p + q)_{\alpha}, \quad P'_{\alpha} = (p - q')_{\alpha}, \quad \alpha = 0, 2, 3.$$

Обсудим, при каких условиях амплитуда (54) будет иметь резонансный характер. Если выполняется условие  $\ell, \ell' > n$ , то в этом случае у пропагатора фермиона существуют полюс, соответствующий тому, что виртуальная частица становится реальной, то есть выполняется равенство  $P_{\parallel}^2 - M_n^2 = 0$ . При условии  $\ell, \ell' < n$  полюса, отвечающие за резонансы в пропагаторе, отсутствуют и резонанс на виртуальном фермионе не наблюдается. Кроме того, кинематический анализ показывает, что вблизи циклотронных резонансов основной вклад в амплитуду процесса  $jf \rightarrow j'f'$  будет давать только первая диаграмма.

В относительно недавней работе [47] исследовался процесс комптоновского рассеяния в магнитных полях, характерных для магнитосфер радиопульсаров и магнитаров  $10^{12} - 10^{15}$  Гс. В данной работе была дан подробный алго-

ритм вычисления  $S$ -матричного элемента, дифференциального сечения комптоновского процесса. Данный алгоритм подходит для произвольного уровня Ландау, однако для численных результатов предполагалось, что электрон в начальном и конечном состоянии занимает основной уровень Ландау. При расчетах учитывался резонанс на виртуальном электроне с учетом пика конечной ширины, полученной с использованием корректных решений уравнения Дирака [19].

Следуя авторам [47], введем сечение процесса  $\gamma e \rightarrow \gamma e$ , проинтегрированное по начальным электронам, с функцией распределения  $f_-(E_\ell)$  при  $\mu = 0$ , следующим образом:

$$\sigma_\lambda^* = \frac{1}{\overline{N_e}} \int \frac{dW_{\gamma^{(\lambda)}e \rightarrow \gamma e}}{j}, \quad (55)$$

где  $j = |(p\tilde{\Lambda}q)|/(E\omega V)$  – плотность потока падающих частиц в продольном по отношению к магнитному полю подпространстве,

$$\overline{N_e} = \frac{N_e}{\beta m} = \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2 - \delta_{\ell,0}) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dp_z}{m} f_-(E_\ell), \quad (56)$$

$N_e$  – концентрация электронов во внешнем магнитном поле. Согласно рисунку 1 для рассматриваемых параметров магнитного поля и плазмы, можно считать, что закон дисперсии как моды 1, так и моды 2 мало отличается от вакуумного. В таком случае параллельную магнитному полю компоненту импульса фотона можно положить  $k_z = \omega \sin \theta$ , где  $\theta$  – угол между импульсом фотона и направлением магнитного поля. Как уже отмечалось в разделе 3, перенормировка волновых функций фотонов становится существенной вблизи циклотронных резонансов  $q_\parallel^2 \simeq (M_n + M_\ell)^2$ , однако при значении магнитного поля  $B \simeq 10^{12}$  Гс можно считать, что  $Z_{1,2} \simeq 1$ .

Результаты численного анализа отношения  $\sigma_\lambda^*/\sigma_T$ , где  $\sigma_T = 8\pi\alpha^2/(3m^2)$  – томсоновское сечение, представлены на рис. ??– ?. Как видно из рис. ??, можно с уверенностью сказать, что резонансные пики достаточно сильно зависят от угла начального фотона по отношению к магнитному полю – ширина

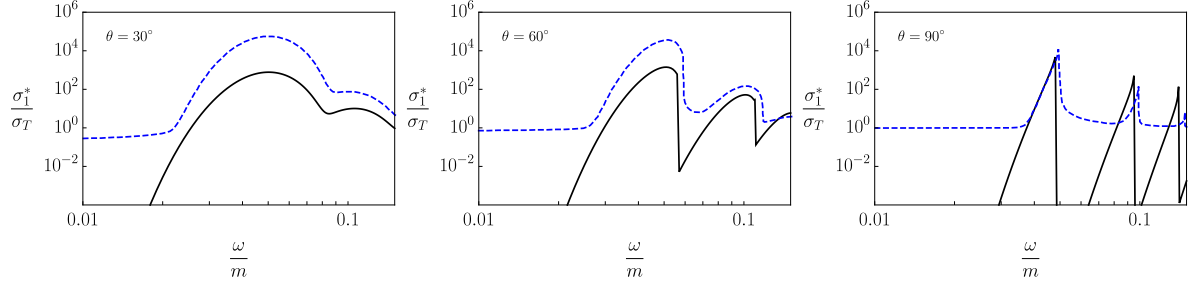


Рис. 3: Сравнение сечения (в единицах  $\sigma_T$ ) рассеяния фотона моды 1,  $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma$ , полученном в работе [47] (пунктирная линия) и  $\delta$ -функциональном приближении (сплошная линия) для различных углов  $\theta$  между импульсом начального фотона и направлением магнитного поля (значения изображены на графиках).  $B = 2.2 \times 10^{12}$  Гс,  $T = 20$  кэВ,  $\mu = 0$ . Начальные и конечные электроны находятся на основном уровне Ландау.

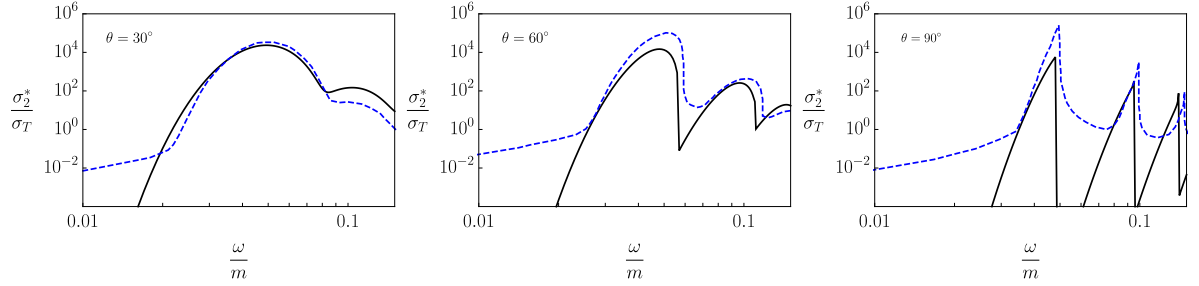


Рис. 4: Сравнение сечения (в единицах  $\sigma_T$ ) рассеяния фотона моды 2,  $e\gamma^{(2)} \rightarrow e\gamma$ , полученном в работе [47] (пунктирная линия) и  $\delta$ -функциональном приближении (сплошная линия) для различных углов  $\theta$  между импульсом фотона и направлением магнитного поля.  $B = 2.2 \times 10^{12}$  Гс,  $T = 20$  кэВ,  $\mu = 0$ . Все начальные и конечные электроны находятся на основном уровне Ландау.

резонансных пиков увеличивается с уменьшением угла  $\theta$  между импульсом фотона и направлением магнитного поля.

Аналогичный анализ выполнен для канала  $e\gamma^{(2)} \rightarrow e\gamma$  и представлен на рис. 3–4.

Рассмотрим теперь ситуацию относительно сильного магнитного поля ( $B \sim 10^{15} - 10^{16}$  Гс). В этой области полей дельта-функциональная аппроксимация также согласуется (с точностью до 7% в окрестности пика) с численными результатами, учитывающими конечную ширину резонансного пика. Исследование комптоновского процесса в магнитных полях указанного масштаба было проведено, например, в работе [45]. Полученные в этом исследовании результаты справедливы для области энергий фотонов вдали от резонанса. Поэтому на основе полученных результатов [45] представляет самостоятельный интерес вычислить коэффициент поглощения фотона в пределе сильного поля с учетом возможного резонанса на виртуальном электроны. Как известно, в пределе сильного магнитного поля начальный и конечный электроны будут занимать основной уровень Ландау, а виртуальный – первый уровень Ландау. Это позволяет достаточно просто рассчитать коэффициент поглощения фотона с учетом конечной ширины резонансного пика. Поэтому представляет интерес сравнить коэффициенты поглощения с конечной шириной резонансного пика и дельта-функциональное приближение. С другой стороны, также необходимо учесть еще один эффект, связанный с возможным затуханием фотона. Поскольку в сильном магнитном поле энергии фотона, на которых наблюдается резонанс, выше, чем порог рождения  $e^+e^-$  пары для фотона моды 2, то целесообразно рассмотреть только каналы рассеяния  $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(1)}$  и  $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(2)}$  (см. раздел ??). Следует отметить, что для фотона моды 1 порог рождения  $e^+e^-$  пары заведомо выше рассматриваемой области резонанса.

Следуя работе [45], удобно будет представить коэффициент поглощения фотона (??) в сильном магнитном поле в следующем виде:

$$W_{\lambda e \rightarrow \lambda' e} = \frac{\beta}{16(2\pi)^4 \omega_\lambda} \int |\mathcal{M}_{\lambda \rightarrow \lambda'}|^2 Z_\lambda Z_{\lambda'} \times \quad (57)$$

$$\times f_E [1 - f_{E'}] (1 + f_{\omega'}) \delta(\omega_\lambda(\mathbf{k}) + E - \omega_{\lambda'}(\mathbf{k}') - E') \frac{dp_z d^3 k'}{E E' \omega_{\lambda'}},$$

где  $Z_\lambda$  - перенормировочные множители (44), а  $\mathcal{M}_{\lambda \rightarrow \lambda'}$  - парциальные амплитуды комптоновского процесса, которые в пределе сильного магнитного поля

без учета резонанса имеют вид [45]

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_{1\rightarrow 1} &= \frac{8i\pi\alpha m}{\beta} \frac{(q\varphi q')(q\tilde{\varphi}q')}{\sqrt{q_{\perp}^2 q'_{\perp}{}^2 (-Q_{\parallel}^2)}}, \\ \mathcal{M}_{1\rightarrow 2} &= \frac{8i\pi\alpha m}{\beta} \frac{(q\Lambda q')(q\tilde{\Lambda}Q)}{\sqrt{q_{\perp}^2 q'_{\parallel}{}^2 (-Q_{\parallel}^2)}},\end{aligned}\tag{58}$$

где  $Q_{\parallel}^2 = (q - q')_{\parallel}^2 < 0$ ,  $q_{\alpha} = (\omega, \mathbf{k})$  и  $q'_{\alpha} = (\omega', \mathbf{k}')$  – 4-импульсы начального и конечного фотонов соответственно.

После подстановки (58) в (57) коэффициенты поглощения фотона для каналов  $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(1)}$  и  $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(2)}$  могут быть представлены следующим образом:

$$\begin{aligned}W_{1\rightarrow 1} &= \frac{\omega\alpha^2 m^2}{2\beta\pi} \int dQ_0 dk'_z \frac{k_z'^2}{(-Q_{\parallel}^2)^2 \varkappa} \theta(-Q_{\parallel}^2) \theta(q_{\parallel}'^2) \times \\ &\times \sum_{p_{z_i}} f(E_0^{\epsilon})(1 - f(E_0^{\epsilon} + \omega))(1 + f_{\omega'}),\end{aligned}\tag{59}$$

$$\begin{aligned}W_{1\rightarrow 2} &= \frac{\alpha^2 m^2}{2\beta\pi\omega} \int dQ_0 dk'_z \left(1 - \frac{\mathcal{P}^{(2)}(q')}{q_{\parallel}'^2}\right) \frac{q_{\parallel}'^2 - \omega\omega'}{(-Q_{\parallel}^2)^2 \varkappa} \theta(-Q_{\parallel}^2) \theta(q_{\parallel}'^2) \times \\ &\times \sum_{p_{z_i}} f_{E_0^{\epsilon}}(1 - f_{E_0^{\epsilon} + \omega})(1 + f_{\omega'}),\end{aligned}\tag{60}$$

где  $\theta(x)$  – функция Хевисайда.

Амплитуды  $\mathcal{M}_{1\rightarrow 1}$ ,  $\mathcal{M}_{1\rightarrow 2}$  в пределе сильного магнитного поля можно представить в следующем виде [57]:

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_{1\rightarrow 1} &= \frac{8m\pi\alpha}{\sqrt{(-Q_{\parallel}^2)}} \exp\left[-\frac{q_{\perp}^2 + q'_{\perp}{}^2 - 2i(q\varphi q')}{4\beta}\right] \cdot \frac{1}{\sqrt{q_{\perp}^2 q'_{\perp}{}^2}} \times \\ &\times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{((q\Lambda q') - i(q\varphi q'))^n}{(n-1)!(2\beta)^{n-1}} \frac{(q\tilde{\varphi}q')}{(p+q)_{\parallel}^2 - M_n^2 + iE_n''\Gamma_n} + \\ &+ (q \leftrightarrow -q'),\end{aligned}\tag{61}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{1 \rightarrow 2} = & \frac{8m\pi\alpha}{\sqrt{(-Q_{\parallel}^2)}} \exp \left[ -\frac{q_{\perp}^2 + q'_{\perp}{}^2 - 2i(q\varphi q')}{4\beta} \right] \cdot \frac{1}{\sqrt{q_{\perp}^2 q'_{\perp}{}^2}} \times \\
& \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{((q\Lambda q') - i(q\varphi q'))^n}{(n-1)!(2\beta)^{n-1}} \frac{(Q\tilde{\Lambda}q')}{(p+q)_{\parallel}^2 - M_n^2 + iE_n''\Gamma_n} + \\
& + (q \leftrightarrow -q'),
\end{aligned} \tag{62}$$

Как показывает численный анализ, в случае сильно замагниченной горячей зарядово-симметричной плазмы полная ширина поглощения электрона мало отличается от соответствующего выражения в сильном магнитном поле и ультрарелятивистских электронов. Поэтому мы можем выбрать ее в следующей форме [17]:

$$\begin{aligned}
E_n''\Gamma_n = & \alpha e B \sum_{n'=0}^{n-1} \int_0^{(\sqrt{n}-\sqrt{n'})^2} \frac{dx}{\sqrt{(n+n'-x)^2 - 4nn'}} \times \\
& \times \{ (n+n'-x)[\mathcal{I}_{n,n'-1}^2(x) + \mathcal{I}_{n-1,n'}^2(x)] - \\
& - 4\sqrt{nn'}\mathcal{I}_{n,n'}(x)\mathcal{I}_{n-1,n'-1}(x) \}.
\end{aligned} \tag{63}$$

Здесь  $E_n'' = E + \omega$  – энергия виртуального электрона.

Коэффициент поглощения фотона с учетом конечной ширины поглощения



электрона может быть получен подстановкой амплитуд (61) и (62) в (57):

$$\begin{aligned}
W_{1 \rightarrow 1} = & \frac{\beta \alpha^2 m^2}{\pi \omega} \int dQ_0 dk'_z \frac{1}{(-Q_{\parallel}^2)^2 \varkappa} \exp \left[ -\frac{q_{\perp}^2 + q_{\perp}'^2}{2\beta} \right] \times \\
& \times \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{p_{z_i}} \left\{ \frac{1}{((n-1)!)^2} \left( \frac{\sqrt{q_{\perp}^2 q_{\perp}'^2}}{2\beta} \right)^{2(n-1)} \frac{(qq')_{\parallel}^2 - q_{\parallel}^2 q_{\parallel}'^2}{((p+q)_{\parallel}^2 - M_n^2)^2 + (E_n'' \Gamma_n)^2} + \right. \\
& + \frac{1}{((n-1)!)^2} \left( \frac{\sqrt{q_{\perp}^2 q_{\perp}'^2}}{2\beta} \right)^{2(n-1)} \frac{(qq')_{\parallel}^2 - q_{\parallel}^2 q_{\parallel}'^2}{((p-q')_{\parallel}^2 - M_n^2)^2 + (E_n'' \Gamma_n)^2} - \\
& - 2 \sum_{n'=1}^{\infty} \frac{1}{((n-1)!)^2} \left( \frac{\sqrt{q_{\perp}^2 q_{\perp}'^2}}{2\beta} \right)^{n-1} J_{n+n'} \left( \frac{\sqrt{q_{\perp}^2 q_{\perp}'^2}}{\beta} \right) \frac{1}{(n'-1)!} \left( \frac{\sqrt{q_{\perp}^2 q_{\perp}'^2}}{2\beta} \right)^{n'-1} \times \\
& \times \frac{\left( [(p+q)_{\parallel}^2 - M_n^2][(p-q')_{\parallel}^2 - M_{n'}^2] + E_n'' \Gamma_n E_{n'}'' \Gamma_{n'} \right) \cdot \left( (qq')_{\parallel}^2 - q_{\parallel}^2 q_{\parallel}'^2 \right)^2}{\left[ ((p-q')_{\parallel}^2 - M_n^2)^2 + (E_n'' \Gamma_n)^2 \right] \left[ ((p+q)_{\parallel}^2 - M_{n'}^2)^2 + (E_{n'}'' \Gamma_{n'})^2 \right]} \Big\} \times \\
& \times f_E (1 - f_{E'}) (1 + f_{\omega'}),
\end{aligned} \tag{64}$$

$$\begin{aligned}
W_{1 \rightarrow 2} = & \frac{\beta \alpha^2 m^2}{\pi \omega} \int dQ_0 dk'_z \frac{1}{(-Q_{\parallel}^2)^2 \varkappa} \exp \left[ -\frac{q_{\perp}^2 + q_{\perp}'^2}{2\beta} \right] \cdot \frac{q_{\perp}'^2}{q_{\perp}'^2} \times \\
& \times \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{p_{z_i}} \left\{ \frac{1}{((n-1)!)^2} \left( \frac{\sqrt{q_{\perp}^2 q_{\perp}'^2}}{2\beta} \right)^{2(n-1)} \frac{1}{((p+q)_{\parallel}^2 - M_n^2)^2 + (E_n'' \Gamma_n)^2} \times \right. \\
& \times (q_{\parallel}^2 - (qq')_{\parallel})^2 + \frac{1}{((n-1)!)^2} \left( \frac{\sqrt{q_{\perp}^2 q_{\perp}'^2}}{2\beta} \right)^{2(n-1)} \times \\
& \times \frac{1}{((p-q')_{\parallel}^2 - M_n^2)^2 + (E_n'' \Gamma_n)^2} (q_{\parallel}'^2 - (qq')_{\parallel})^2 - \\
& - 2 \sum_{n'=1}^{\infty} \frac{1}{((n-1)!)^2} \left( \frac{\sqrt{q_{\perp}^2 q_{\perp}'^2}}{2\beta} \right)^{n-1} J_{n+n'} \left( \frac{\sqrt{q_{\perp}^2 q_{\perp}'^2}}{\beta} \right) \frac{1}{(n'-1)!} \left( \frac{\sqrt{q_{\perp}^2 q_{\perp}'^2}}{2\beta} \right)^{n'-1} \times \\
& \times \frac{[(p+q)_{\parallel}^2 - M_n^2][(p-q')_{\parallel}^2 - M_{n'}^2] + E_n'' \Gamma_n E_{n'}'' \Gamma_{n'}}{[(p-q')_{\parallel}^2 - M_n^2)^2 + (E_n'' \Gamma_n)^2][(p+q)_{\parallel}^2 - M_{n'}^2)^2 + (E_{n'}'' \Gamma_{n'})^2]} \times \\
& \times (q_{\parallel}'^2 - (qq')_{\parallel}) \cdot (q_{\parallel}^2 - (qq')_{\parallel}) \left. \right\} \times \\
& \times f_E (1 - f_{E'}) (1 + f_{\omega'}),
\end{aligned} \tag{65}$$

где  $J_n(x)$  – функция Бесселя целого индекса,  $\varkappa = \sqrt{1 - 4m^2/Q_{\parallel}^2}$ , а  $p_{z_i}$  – корни уравнения  $Q_0 + E_0 - E'_0 = 0$ :

$$p_{z_i} = -\frac{Q_z}{2} \pm Q_0 \varkappa. \tag{66}$$

Имеет смысл провести сравнительный анализ результатов работы [45] без учета вклада конечной ширины поглощения электрона с резонансным случаем (64) и (65) для случая зарядово-симметричной плазмы и поперечного направления импульса фотона по отношению к внешнему магнитному полю для различных значений величины магнитного поля, температуры и энергии начального фотона.

На рис. 5–6 показана вероятность рассеяния при температуре  $T = 1$  МэВ и величине магнитного поля  $B = 200B_e$  и  $B = 20B_e$  соответственно. Как видно из рис. 5–6, вероятность рассеяния для канала  $\gamma^{(1)}e \rightarrow \gamma^{(1)}e$  согласуется

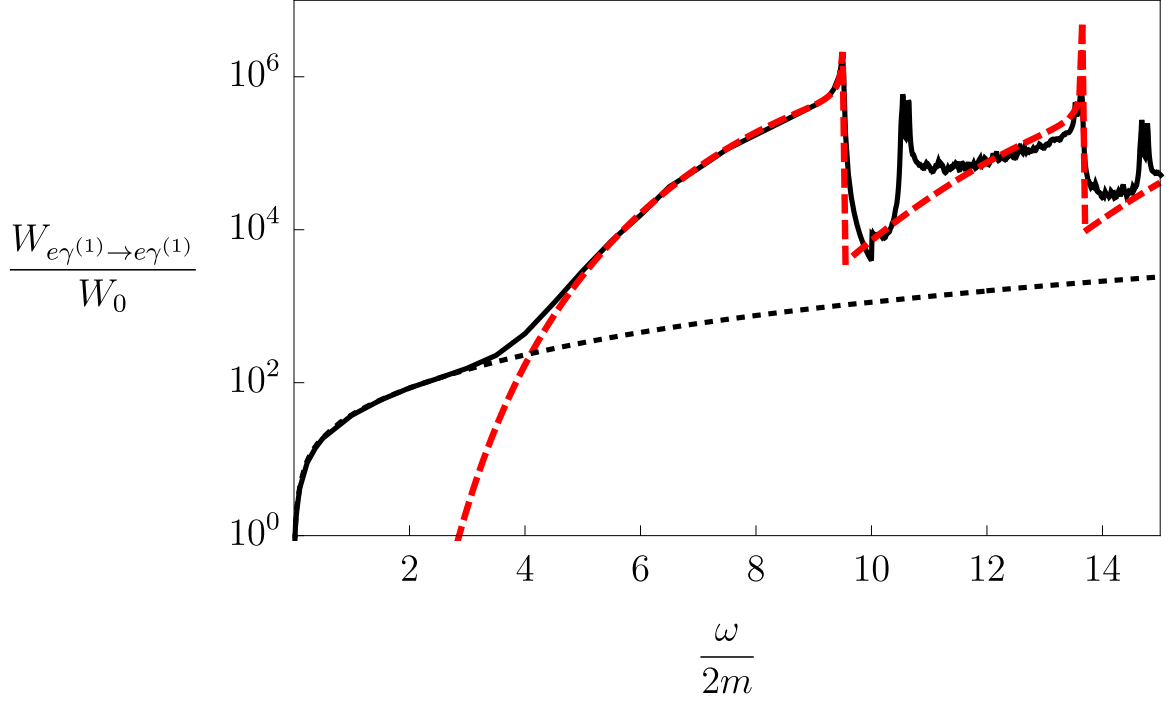


Рис. 5: Зависимость коэффициента поглощения от частоты начального фотона для канала  $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(1)}$  при поле  $B = 200B_e$  и температуре  $T=1$  МэВ. Сплошной и штриховой линиями изображен график с учетом резонанса и без него соответственно.  $\delta$ -функциональная аппроксимация показана пунктиром. Здесь  $W_0 = (\alpha/\pi)^3 m \simeq 3.25 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$ .

с соответствующими результатами для предела сильного поля и отсутствия резонанса, полученными в работе [45] вплоть до энергий начального фотона  $\omega = 3$  МэВ для поля  $B = 200B_e$  и  $\omega = 0.3$  МэВ для поля  $B = 20B_e$ . Поэтому результаты работы [45] нужно ограничить до соответствующих энергий начального фотона. Аналогичная ситуация наблюдается и для канала  $\gamma^{(1)}e \rightarrow \gamma^{(2)}e$  (см. рис. 7-8). Из рис. 6 и 8 наиболее ярко видно завышение коэффициента поглощения даже при относительно малых энергиях начального фотона. Этот факт связан с тем, что в пределе сильного магнитного поля [45] авторы пренебрегали знаменателем в пропагаторе электрона. Следует отметить что при относительно малых температурах  $T \lesssim 50$  кэВ с тем же магнитным полем  $\delta$ -аппроксимация работает хуже.

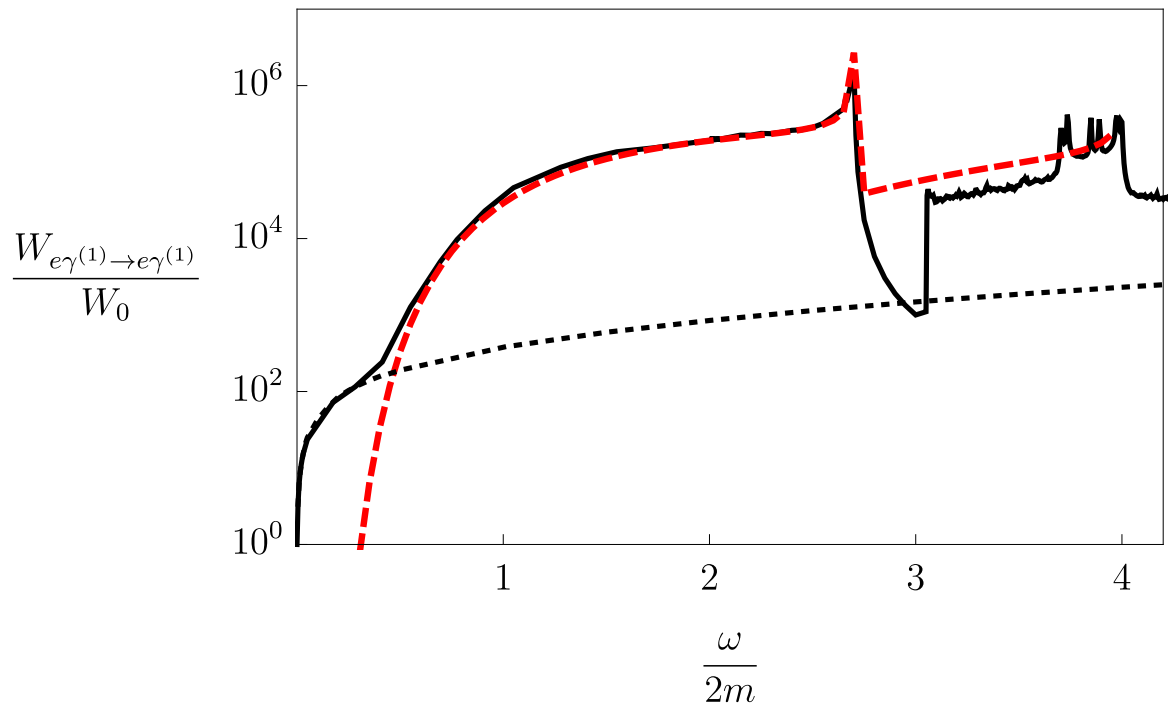


Рис. 6: Зависимость коэффициента поглощения от частоты начального фотона для канала  $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(1)}$  при поле  $B = 20B_e$  и температуре  $T=1$  МэВ. Обозначение для линий то же, что и для рис. 5.

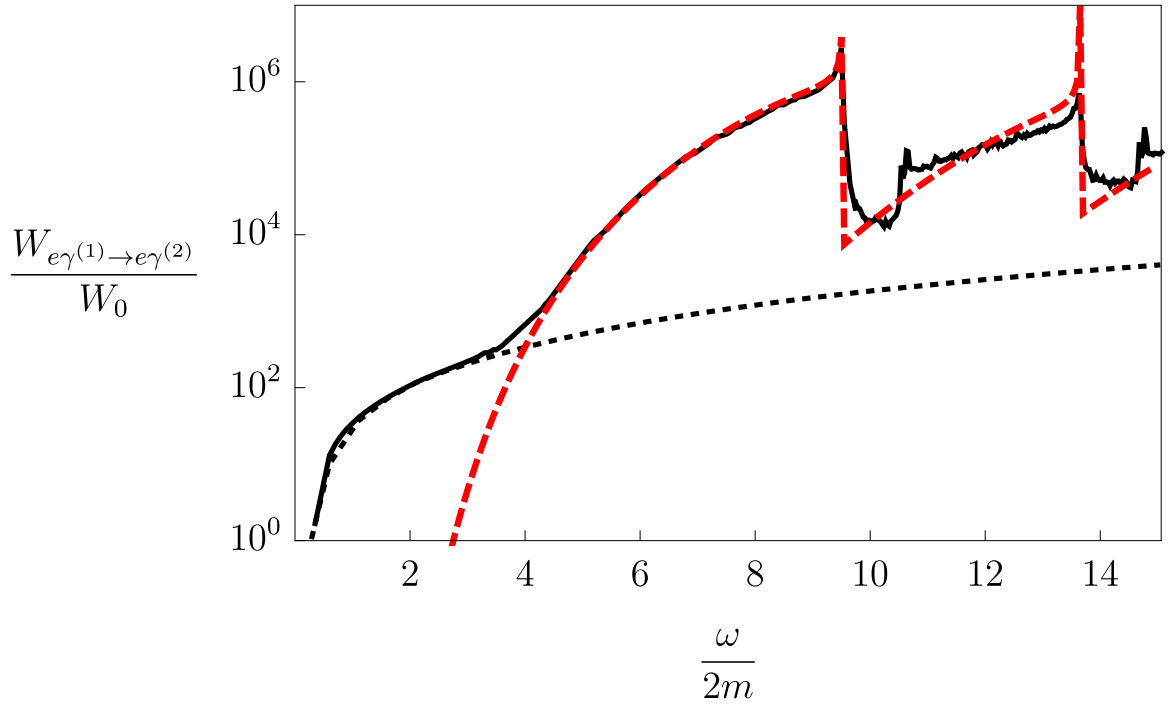


Рис. 7: Зависимость коэффициента поглощения от частоты начального фотона для канала  $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(2)}$  при поле  $B = 200B_e$  и температуре  $T=1$  МэВ. Обозначение для линий то же, что и для рис. 5.

**4.3 Резонанс на виртуальном электроне и виртуальном фотоне.**

**5 Сингулярности в фазовых объемах одновершинных процессов и методы их устранения.**

**6 Заключение**

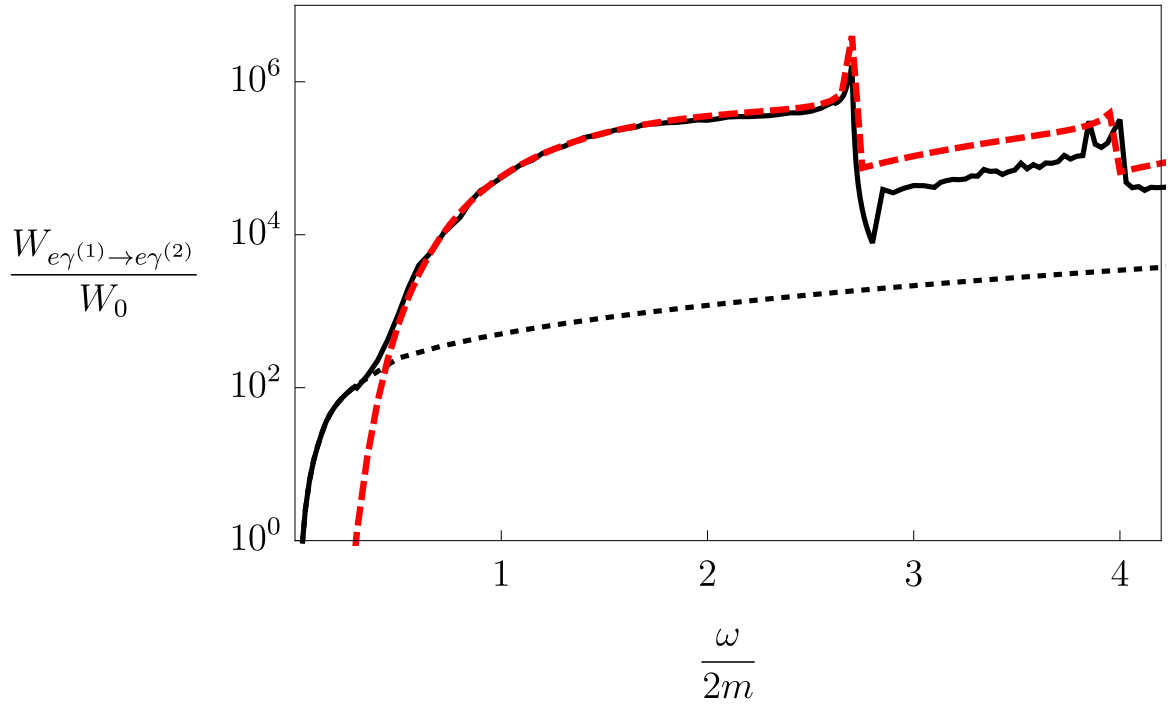


Рис. 8: Зависимость коэффициента поглощения от частоты начального фотона для канала  $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(2)}$  при поле  $B = 20B_e$  и температуре  $T=1$  МэВ. Обозначение для линий то же, что и для рис. 5.

## Список литературы

- [1] Thompson C., Duncan R. C. The soft gamma repeaters as very strongly magnetized neutron stars - I. Radiative mechanism for outbursts // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1995. Vol. 275. P. 255–300.
- [2] Thompson C., Duncan R. C. The soft gamma repeaters as very strongly magnetized neutron stars. II. Quiescent neutrino, X-Ray, and Alfven wave emission // Astrophys. J. 1996. Vol. 473. P. 322–342.
- [3] Thompson C., Lyutikov M., Kulkarni S. R. Electrodynamics of magnetars: implications for the persistent x-ray emission and spindown of the soft gamma repeaters and anomalous x-ray pulsars // Astrophys. J. 2002. Vol. 574, no. 1. P. 332–355.
- [4] Румянцев Д. А., Чистяков М. В. Влияние фотон-нейтринных процессов на остывание магнитара // ЖЭТФ. 2008. Т. 134, № 4. С. 627–636.

- [5] Бисноватый-Коган Г. С., Чечеткин В. М. Неравновесные оболочки нейтронных звезд, их роль в поддержании рентгеновского излучения и нуклеосинтезе // Усп. физ. наук. 1979. Т. 127, № 2. С. 263–296.
- [6] Kouveliotou C. et al. An X-ray pulsar with a superstrong magnetic field in the soft gamma-ray repeater SGR 1806-20. // Nature. 1998. Vol. 393. P. 235–237.
- [7] Kouveliotou C., Strohmayer T., Hurley K. et al. Discovery of a magnetar associated with the soft gamma repeater SGR 1900+14 // Astrophys. J. 1999. Vol. 510. P. L115–118.
- [8] Gavriil F. P., Kaspi V. M., Woods P. M. Magnetar - like x-ray bursts from an anomalous x-ray pulsar // Nature. 2002. Vol. 419. P. 142–144.
- [9] Ibrahim A. I., Safi-Harb S., Swank J. H. et al. Discovery of cyclotron resonance features in the soft gamma repeater SGR 1806-20 // Astrophys. J. 2002. Vol. 574. P. L51–L55.
- [10] Ibrahim A. I., Swank J. H., Parke W. New evidence for proton cyclotron resonance in a magnetar strength field from SGR 1806-20 // Astrophys. J. 2003. Vol. 584. P. L17–L22.
- [11] Olausen S. A., Kaspi V. M. The McGill magnetar catalog // Astrophys. J. Suppl. 2014. Vol. 212, no. 1. P. 6.
- [12] Melrose D. B., Parle A. J. Quantum electrodynamics in strong magnetic fields. I Electron States // Aust. J. Phys. 1983. Vol. 36. P. 755–774.
- [13] Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. Москва: Наука, 1983. 304 с.
- [14] Kuznetsov A. V., Mikheev N. V. Electroweak processes in external electromagnetic fields. New York: Springer-Verlag, 2003. 120 p.
- [15] Bhattacharya K., Pal P. B. Inverse beta decay of arbitrarily polarized neutrons in a magnetic field // Pramana J. Phys. 2004. Vol. 62. P. 1041–1058.

- [16] Balantsev I. A., Popov Yu. V., Studenikin A. I. On the problem of relativistic particles motion in strong magnetic field and dense matter // J. Phys. 2011. Vol. A44. P. 255301 (1–13).
- [17] Kuznetsov A., Mikheev N. Electroweak processes in external active media. 2013. Vol. 252. P. pp 1–271.
- [18] Johnson M. H., Lippmann B. A. Motion in a constant magnetic field // Physical Review. 1949. Vol. 76, no. 6. P. 828–832.
- [19] Соколов А. А., Тернов И. М. Синхротронное излучение. М.: Наука, 1966. 228 с.
- [20] Пескин М., Шредер Д. Введение в квантовую теорию поля. Ижевск: РХД, 2001. 784 с.
- [21] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Москва: Наука, 1989. 768 с.
- [22] Canuto V. Quantum processes in strong magnetic fields // Ann. N. Y. Acad. Sci. 1975. Vol. 257, no. 1. P. 108–126.
- [23] Harding A. K., Daugherty J. K. Cyclotron Resonant Scattering and Absorption // Astrophys. J. 1991. Vol. 374. P. 687–699.
- [24] Suh I.-S., Mathews G. J. Weak reaction freeze-out constraints on primordial magnetic fields // Phys. rev. D. 1999. Vol. 59, no. 12. P. 123002.
- [25] Gonthier P. L., Harding A. K., Baring M. G. et al. Compton Scattering in Ultrastrong Magnetic Fields: Numerical and Analytical Behavior in the Relativistic Regime // Astrophys. J. 2000. Vol. 540, no. 2. P. 907–922.
- [26] Jones P. B. Electron-positron bremsstrahlung and pair creation in very high magnetic fields // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 2010. Vol. 409, no. 4. P. 1719–1727.



- [27] Melrose D. B. Quantum kinetic theory for unmagnetized and magnetized plasmas // Rev. Mod. Plasma Phys. 2020. Vol. 4, no. 8.
- [28] Graziani C. Strong-Field Cyclotron Scattering. I. Scattering Amplitudes and Natural Line Width // Astrophys. J. 1993. Vol. 412. P. 351–362.
- [29] Gonthier P. L., Baring M. G., Eiles M. T. et al. Compton scattering in strong magnetic fields: Spin-dependent influences at the cyclotron resonance // Phys. Rev. 2014. Vol. D90, no. 4. P. 043014.
- [30] Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Москва: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1963. 1108 с.
- [31] Schwinger J. On Gauge Invariance and Vacuum Polarization // Phys. Rev. 1951. — Jun. Vol. 82. P. 664–679.
- [32] Ритус В. И. Радиационные эффекты и их усиление в интенсивном электромагнитном поле // ЖЭТФ. 1969. Т. 57, № 6. С. 2176–2188.
- [33] Jancovici B. Radiative Correction to the Ground-State Energy of an Electron in an Intense Magnetic Field // Phys. Rev. 1969. Vol. 187. P. 2275–2276.
- [34] Борисов А. В., Вшивцев А. С., Жуковский В. Ч., Эминов П. А. Фотоны и лептоны во внешних полях при конечных температуре и плотности // УФН. 1997. Т. 167, № 3. С. 241–267.
- [35] Жуковский В. Ч., Мидодашвили П. Г., Эминов П. А. Мнимая часть массового оператора электрона в постоянном поле при конечной температуре и плотности // Журн. эксперим. и теор. физ. 1994. Т. 106, № 4. С. 929–935.
- [36] Weldon H. A. Simple rules for discontinuities in finite temperature Field Theory // Phys. Rev. 1983. Vol. D28. P. 2007–2037.

- [37] Шабад А. Е. Поляризация вакуума и квантового релятивистского газа во внешнем поле // Тр. ФИАН СССР “Поляризационные эффекты во внешних калибровочных полях”. 1988. Т. 192. С. 5–152.
- [38] Tsai W. Y. Vacuum polarization in homogeneous magnetic fields // Phys. Rev. 1974. Vol. D10, no. 8. P. 2699–2702.
- [39] Баталин И. А., Шабад А. Е. Функция Грина фотона в постоянном однородном электромагнитном поле общего вида // ЖЭТФ. 1971. Т. 60, № 3. С. 894–900.
- [40] Скобелев В. В. Поляризационный оператор фотона в сверхсильном магнитном поле // Изв. вузов. Физика. 1975. № 10. С. 142–143.
- [41] Перес Рохас У. Поляризационный оператор электрон-позитронного газа в постоянном внешнем магнитном поле // ЖЭТФ. 1979. Т. 76, № 1. С. 3–17.
- [42] Peres Rojas H., Shabad A. E. Absorption and dispersion of electromagnetic eigenwaves of electron-positron plasma in a strong magnetic field // Ann. Phys. (N.Y.). 1982. Vol. 138. P. 1–35.
- [43] Михеев Н. В., Румянцев Д. А., Чистяков М. В. Фоторождение нейтрино на электроны в плотной замагниченной среде // ЖЭТФ. 2014. Т. 146, № 2. С. 289–296.
- [44] Beloborodov A. M., Thompson C. Corona of magnetars // Astrophys. J. 2007. Vol. 657, no. 2. P. 967–993.
- [45] Chistyakov M. V., Rumyantsev D. A. Compton effect in strongly magnetized plasma // Int. J. Mod. Phys. 2009. Vol. A24. P. 3995–4008.
- [46] Adler S. L. Photon splitting and photon dispersion in a strong magnetic field. // Annals of Physics. 1971. Vol. 67. P. 599–647.

- [47] Mushtukov A. A., Nagirner D. I., Poutanen J. Compton scattering S-matrix and cross section in strong magnetic field // Phys. Rev. 2016. Vol. D93, no. 10. P. 105003.
- [48] Румянцев Д. А., Чистяков М. В. Влияние сильно замагниченной плазмы на процесс расщепления фотона // ЖЭТФ. 2005. Т. 128, № 4. С. 740–751.
- [49] Herold H. Compton and Thomson scattering in strong magnetic fields // Phys. Rev. 1979. Vol. D19. P. 2868.
- [50] Melrose D. B., Parle A. J. Quantum Electrodynamics in Strong Magnetic Fields III. Electron-photon interactions // Aust. J. Phys. 1983. Vol. 36. P. 799.
- [51] Daugherty J. K., Harding A. K. Compton Scattering in Strong Magnetic Fields // Astrophys. J. 1986. Vol. 309. P. 362.
- [52] Bussard R. W., Alexander S. B., Meszaros P. One- and two-photon Compton scattering in strong magnetic fields // Phys. Rev. D. 1986. Vol. 34. P. 440–451.
- [53] Canuto V., Lodenquai J., Ruderman M. Thomson Scattering in a Strong Magnetic Field // Phys. Rev. D. 1971. Vol. 3. P. 2303–2308.
- [54] Bulik T., Miller M. C. Spectral effects of the vacuum resonance in soft gamma-ray repeaters // Mon. Not. R. Astron. Soc. 1997. Vol. 288, no. 3. P. 596–608.
- [55] Румянцев Д. А., Шленев Д. М., Ярков А. А. Резонансы в комптоноподобных процессах рассеяния во внешней замагниченной среде // ЖЭТФ. 2017. Т. 152, № 3. С. 483–494.
- [56] Kuznetsov A. V., Rumyantsev D. A., Shlenov D. M. Generalized two-point tree-level amplitude  $jf \rightarrow j'f'$  in a magnetized medium // Int. J. Mod. Phys. 2015. Vol. A30, no. 11. P. 1550049.

- [57] Kuznetsov A. V., Rumyantsev D. A., Shlenev D. M. Generalized two-point tree-level amplitude  $jf \rightarrow j'f'$  in a magnetized medium // Int. J. Mod. Phys. 2015. Vol. A30, no. 11. P. 1550049.