

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: allen_caleb@rambler.com

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

1 Введение

Резонансные явления в нашей жизни встречаются повсеместно. Большинство этих явлений так или иначе связано с колебательными процессами. Так, резонанс в колебательном контуре дает возможность получать или передавать информацию на определенной частоте с минимально затраченной энергией. В классическом подходе резонанс – это резкое возрастание амплитуды колебаний при приближении частоты внешнего воздействия к собственной частоте системы. В квантовом подходе в силу существования дискретных уровней энергии резонанс означает резкое увеличение вероятности процессов, связанных с переходами между этими уровнями, таких как, например, поглощение фотона с энергией, равной разнице энергий между двумя состояниями. Одним из условий, при которых учет квантовых эффектов при движении частиц становится необходимым, является присутствие сильных магнитных полей, чья индукция приближается к характерному значению, называемому критическим, $B_e = m_e^2/e \simeq 4.41 \times 10^{13}$ Гс¹. В природе такими экстремально большими магнитными полями, согласно современным моделям [1–3], обладают разновидности нейтронных звезд, называемые радиопульсарами (с магнитными полями порядка 10^{12} Гс) и магнитарами (до 10^{15} Гс).

Кроме сильных магнитных полей в магнитосфере как радиопульсаров, так и магнитаров присутствует относительно 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 каналы реакций, которые запрещены или сильно подавлены в вакууме. Во-вторых, активная среда влияет на амплитуды процессов, в результате че-

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

го 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.

Как известно, в сильном магнитном поле поперечная составляющая импульса электрона квантуется. В таком случае энергия электрона определяется так называемым уровнем Ландау n и проекцией импульса вдоль магнитного поля p_z и в пренебрежении аномальным магнитным моментом электрона выражается следующим образом [4]:

$$E_n = \sqrt{m_e^2 + p_z^2 + 2eBn}. \quad (1)$$

Состояние с $n = 0$, в котором электрон движется вдоль силовой линии магнитного поля, называется основным уровнем Ландау.

В случае, если значение индукции магнитного поля существенно превышает остальные параметры среды: $eB \gg \mu^2, T^2, E^2$, где μ – химический потенциал электронов, E – энергия электронов среды, T – температура плазмы, расчет макроскопических характеристик значительно упрощается. Более строгое соотношение между параметрами, при выполнении которого можно говорить о пределе сильного поля, получается из условия того, что в этом случае плотность энергии магнитного поля во много раз превосходит плотность энергии электрон-позитронного газа [5]:

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

где n_{e^-} и n_{e^+} – концентрации электронов и позитронов плазмы. Такие условия могут, в частности, реализовываться в моделях вспышечной активности источников мягких повторяющихся гамма-всплесков (SGR) [1, 6], которые, как показывают недавние наблюдения, можно отождествить с магнитарами [7–12].

С другой стороны, даже в магнитарных полях условие (2), при котором

магнитное поле является доминирующим параметром, перестает выполняться при высоких значениях плотности плазмы $\rho \gtrsim 10^8$ г/см³. Такая плотность может достигаться в границе между внешней и внутренней корой магнитара. В результате реакции, в которых электроны (позитроны) находятся в промежуточном состоянии, могут приобретать резонансный характер. Это происходит вследствие того, что начинают возбуждаться высшие уровни Ландау виртуальных электронов. В результате резонанса они становятся реальными с определенным законом дисперсии, то есть будут находиться на массовой поверхности. Однако в этом состоянии они являются нестабильными и могут распадаться за время, обратно пропорциональное вероятности их перехода на низшие уровни Ландау. Эффективность реакций при этом заметно увеличивается, что может иметь наблюдаемые астрофизические следствия.

Резонанс на фотоне наблюдается аналогичным образом: в активной среде его поляризационный оператор приобретает реальную часть, которую можно рассматривать как эффективную массу фотона. В кинематической области, в которой квадрат 4-импульса виртуального фотона равен реальной части его поляризационного оператора, виртуальный фотон становится реальным и нестабильным.

Настоящая статья организована следующим образом. В разделе 2 описывается влияние внешнего магнитного поля на движение фермионов, обсуждаются различные методы представления решения уравнения Дирака во внешнем магнитном поле и получается выражение для пропагатора. В разделе 3 рассматривается распространение радиации в магнитном поле и представлен поляризационный оператор фотона. 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 Движение фермионов во внешнем магнитном поле

2.1 Волновые функции фермионов во внешнем магнитном поле

Для полноты изложения, в этом разделе обсудим влияние внешней активной среды на волновые функции фермионов [13], которые 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 m_f и e_f – масса и заряд фермиона, $A^\mu = (0, 0, xB, 0)$ – 4-вектор потенциала электромагнитного поля в калибровке Ландау, $X^\mu = (t, x, y, z)$. 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 $\mathbf{P} = -i\nabla - e_f\mathbf{A}$. Существует несколько представлений решений уравнения Дирака, из них можно выделить два наиболее распространенных подхода, подробное описание которых имеется в работах [13–18]. При первом из них, предложенном Джонсоном и Липпманом [19], решения выбираются как собственные функции оператора обобщенной спиральности, $T_0 = \frac{1}{m_f}(\boldsymbol{\Sigma}\mathbf{P})$, где $\boldsymbol{\Sigma} = -\gamma_0\boldsymbol{\gamma}\gamma_5$ – 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 [4]. Он состоит в выборе волновых функций как собственных функций ковариантного оператора μ_z , который строится следующим образом:

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

Его можно получить непосредственно из введенного в [4] обобщенного оператора спина, являющегося тензором третьего ранга, который можно запи-

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

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

где ε_{ijk} – тензор Леви-Чивита. Построенный таким образом объект (6) имеет смысл оператора поляризации [4, 14]. Его можно представить в виде:

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

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

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, лоренц-инвариантностью будет обладать только квадрат модуля амплитуды, просуммированный по всем поляризациям фермиона, а не парциальные вклады в него. Более того, как было показано в работах [28, 29], в области резонанса использование функций Джонсона и Липпмана приводит к относительной ошибке в расчетах физических величин порядка $O(B/B_e)$ в древесном приближении и $O[(B/B_e)^2]$ в следующих порядках разложения, что становится существенным при магнитарных магнитных полях.

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:

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

где квантовое число $s = \pm 1$ определяет поляризационные состояния фермиона в постоянном однородном магнитном поле.

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 введено обозначение для эффективной массы фермиона в магнитном поле $M_n = \sqrt{2\beta n + m_f^2}$, где $\beta = |e_f|B$. Каждое состояние является бесконечно вырожденным по p_z и дважды вырожденным по s , кроме состояния $n = 0$, где возможно лишь состояние с $s = -1$. 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]:

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

2.2 Пропагатор фермиона во внешнем магнитном поле

При рассмотрении любого взаимодействия в квантовой теории поля предполагается, что между начальными и конечными состояниями существует обмен виртуальными частицами. "Виртуальность" частицы означает, что ее

энергия и импульс не связаны релятивистским соотношением (9). Промежуточное состояние в формализме собственного времени Фока [31] описывается уравнением Дирака с δ -функцией в правой части:

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

Его решение $S(X, X')$ называется пропагатором. 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.

Решения уравнения (18) имеют достаточно громоздкий вид. Поэтому удобно воспользоваться различными приближениями. В относительно сильных полях 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, Ψ_+ и Ψ_- 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:

$$S_n^s(X, X') = \int \frac{dp_0 dp_y dp_z}{(2\pi)^3} \times \quad (23)$$

$$\times \frac{e^{-i p_0 (X_0 - X'_0) + i p_y (X_2 - X'_2) + i p_z (X_3 - X'_3)}}{p_0^2 - p_z^2 - M_n^2 - \mathcal{R}_\Sigma^s(p) + i \mathcal{I}_\Sigma^s(p)} \phi_{p,n}^s(X_1) \bar{\phi}_{p,n}^s(X'_1),$$

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, где выполняется $B \ll B_e$, но среду ещё можно рассматривать как поведоминирующую, она определяется отношением [32]:

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

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

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

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]:

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

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 α [15, 16] 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 (9). 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 Γ_n^s – полная ширина поглощения фермиона, находящегося в поляризационном 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. Введенный таким образом пропагатор с учетом конечной ширины изменения состояния фермиона позволяет корректно рассчитывать сечения квантовых процессов в резонансной области.

3 Распространение радиации во внешнем магнитном поле

Распространение излучения в активной среде удобнее всего описывать в терминах собственных функций (задающих возможные поляризационные состояния) и собственных значений (определяющих дисперсионные свойства) поляризационного оператора фотона $\mathcal{P}_{\alpha\beta}$, явный вид которого может быть получен из результатов работ [37–40]. Для начала построим базис из 4-векторов, по которому произведем разложение поляризационного оператора фотона. В

системе отсчета, в которой имеется только магнитное поле, напряженность которого направлена вдоль оси z , с помощью конструкций, построенных на обезразмеренном тензоре электромагнитного поля, $\varphi_{\alpha\beta} = F_{\alpha\beta}/B$, и дуальном к нему, $\tilde{\varphi}_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}\varepsilon_{\alpha\beta\mu\nu}\varphi^{\mu\nu}$, можно ввести метрические тензоры:

$$\Lambda_{\alpha\beta} = (\varphi\varphi)_{\alpha\beta} = \text{diag}(0, 1, 1, 0), \quad \tilde{\Lambda}_{\alpha\beta} = (\tilde{\varphi}\tilde{\varphi})_{\alpha\beta} = \text{diag}(1, 0, 0, -1) \quad (29)$$

разбивающие четырехмерное пространство-время на ортогональные подпространства Евклида $\{1, 2\}$ и Минковского $\{0, 3\}$, обозначенные символами \perp и \parallel , соответственно. Тогда для произвольных векторов имеем:

$$p_{\perp}^{\mu} = (0, p_1, p_2, 0), \quad p_{\parallel}^{\mu} = (p_0, 0, 0, p_3), \quad (30)$$

$$(pq)_{\perp} = (p\Lambda q) = p_1q_1 + p_2q_2, \quad (pq)_{\parallel} = (p\tilde{\Lambda}q) = p_0q_0 - p_3q_3.$$

В качестве базиса выберем собственные векторы поляризационного оператора в постоянном однородном магнитном поле [39]:

$$\begin{aligned} b_{\mu}^{(1)} &= (\varphi q)_{\mu}, & b_{\mu}^{(2)} &= (\tilde{\varphi} q)_{\mu}, \\ b_{\mu}^{(3)} &= q^2 (\Lambda q)_{\mu} - q_{\mu} q_{\perp}^2, & b_{\mu}^{(4)} &= q_{\mu}. \end{aligned} \quad (31)$$

При этом $(b^{(1)}b^{*(1)}) = -q_{\perp}^2$, $(b^{(2)}b^{*(2)}) = -q_{\parallel}^2$, $(b^{(3)}b^{*(3)}) = -q^2q_{\parallel}^2q_{\perp}^2$, $(b^{(4)}b^{*(4)}) = q^2$.

В замагниченной плазме $\mathcal{P}_{\alpha\beta}$ уже не будет диагональным в базисе из векторов (31), поэтому его удобно разложить по собственным векторам $r_{\alpha}^{(\lambda)}$ в замагниченной плазме с соответствующими собственными значениями $\mathcal{P}^{(\lambda)}$ [37, 41–43]:

$$\mathcal{P}_{\alpha\beta} = \sum_{\lambda=1}^3 \mathcal{P}^{(\lambda)} \frac{r_{\alpha}^{(\lambda)}(r_{\beta}^{(\lambda)})^*}{(r^{(\lambda)})^2}, \quad r_{\beta}^{(\lambda)} = \sum_{i=1}^3 A_i^{(\lambda)} b_{\beta}^{(i)}, \quad (32)$$

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

При исследовании квантовых явлений в сильно замагниченной плазме, движущейся как целое вдоль магнитного поля со скоростью u_{α} , можно рас-

смотреть ситуацию только магнитного поля без электрической составляющей. В этом случае равновесная функция распределения электронов и позитронов плазмы, имеющая температуру T и химический потенциал μ может быть записана в явном лоренц-инвариантном виде:

$$f_{\pm}(p) = \frac{1}{1 + \exp [((pu)_{\parallel} \pm \mu)/T]}, \quad (33)$$

$$(pu)_{\parallel} = Eu_0 - p_z u_z, \quad E = \sqrt{p_z^2 + m^2}.$$

Здесь верхний знак соответствует электронной, а нижний – позитронной компоненте плазмы.

С учетом этого замечания в случае сильно замагниченной плазмы, когда магнитное поле является наибольшим параметром задачи, $\beta \gg m^2, \mu^2, T^2$, используя результаты работ [37,41,42,44], можно получить следующее разложение поляризационного оператора по обратным степеням магнитного поля:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{\alpha\beta} = \sum_{\lambda} \mathcal{P}^{(\lambda)} \frac{r_{\alpha}^{(\lambda)} (r_{\beta}^{(\lambda)})^*}{(r^{(\lambda)})^2} \simeq & -\frac{2\alpha}{\pi} \beta \mathcal{D} \frac{(\tilde{\varphi}q)_{\alpha} (\tilde{\varphi}q)_{\beta}}{q_{\parallel}^2} + \\ & + \frac{\alpha}{3\pi} (\varphi q)_{\alpha} (\varphi q)_{\beta} + \frac{i\alpha}{\pi} \Delta N [\varphi_{\alpha\beta} (qu) + (q\varphi)_{\alpha} u_{\beta} - (q\varphi)_{\beta} u_{\alpha}] + \\ & + \frac{\alpha}{3\pi} \mathcal{V} (q^2 g_{\alpha\beta} - q_{\alpha} q_{\beta}) + O\left(\frac{1}{\beta}\right), \end{aligned} \quad (34)$$

где

$$\mathcal{D} = -\mathcal{J}_1(q_{\parallel}) - H \left(\frac{q_{\parallel}^2}{4m^2} \right), \quad (35)$$

$$\mathcal{J}_1(q_{\parallel}) = 2q_{\parallel}^2 m^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dp_z}{E} \frac{f_{-}(p) + f_{+}(p)}{q_{\parallel}^4 - 4(pq)_{\parallel}^2}, \quad (36)$$

$$H(z) = \frac{1}{\sqrt{z(1-z)}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{z}{1-z}} - 1, \quad 0 \leq z \leq 1, \quad (37)$$

$$H(z) = -\frac{1}{2\sqrt{z(z-1)}} \ln \frac{\sqrt{z} + \sqrt{z-1}}{\sqrt{z} - \sqrt{z-1}} - 1 + \frac{i\pi}{2\sqrt{z(z-1)}}, \quad z > 1, \quad (38)$$

$$\Delta N = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dp_z}{E} (pu)_{\parallel} [f_{-}(p) - f_{+}(p)] = \frac{(2\pi)^2}{\beta} (n_{e^{-}} - n_{e^{+}}), \quad (39)$$

$n_{e^{-}}$ ($n_{e^{+}}$) – концентрация электронов (позитронов) плазмы,

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

В данном обзоре рассматривается система покоя плазмы, так, что $(pu)_{\parallel} = E$. При этом в разложении собственных векторов $r_{\alpha}^{(\lambda)}$ по обратным степеням поля для получения самосогласованных результатов оказывается необходимым учесть следующий порядок малости по $1/\beta$. С учетом этих замечаний получим:

$$r_{\alpha}^{(1,3)} = \left[\mp \sqrt{q_{\perp}^4 + (6\Delta N \omega)^2 \frac{q^2}{q_{\parallel}^2} - q_{\perp}^2} \right] b_{\alpha}^{(1)} - i \frac{6\Delta N \omega}{q_{\parallel}^2} b_{\alpha}^{(3)} + \quad (41)$$

$$+ i \frac{\Delta N k_z q_{\perp}^2}{2\beta \mathcal{D} q_{\parallel}^2} \left[\pm \sqrt{q_{\perp}^4 + (6\Delta N \omega)^2 \frac{q^2}{q_{\parallel}^2} + q_{\perp}^2} \right] b_{\alpha}^{(2)} + O\left(\frac{1}{\beta^2}\right),$$

$$r_{\alpha}^{(2)} = b_{\alpha}^{(2)} - i \frac{\Delta N k_z}{2\beta \mathcal{D}} b_{\alpha}^{(1)} + O\left(\frac{1}{\beta^2}\right). \quad (42)$$

Коэффициенты $A_i^{(\lambda)}$ в разложении (32) с точностью до членов $O(1/\beta^2)$

имеют вид:

$$A_1^{(1,3)} = \mp \sqrt{q_\perp^4 + (6\Delta N \omega)^2 \frac{q_\perp^2}{q_\parallel^2}} - q_\perp^2, \quad (43)$$

$$A_2^{(1,3)} = i \frac{\Delta N k_z q_\perp^2}{2\beta \mathcal{D} q_\parallel^2} \left[\pm \sqrt{q_\perp^4 + (6\Delta N \omega)^2 \frac{q_\perp^2}{q_\parallel^2}} + q_\perp^2 \right],$$

$$A_3^{(1,3)} = -i \frac{6\Delta N \omega}{q_\parallel^2}, \quad A_1^{(2)} = -i \frac{\Delta N k_z}{2\beta \mathcal{D}},$$

$$A_2^{(2)} = 1, \quad A_3^{(2)} = 0.$$

Соответствующие собственные значения в приближениях $O(1/\beta^2)$ для $\mathcal{P}^{(1,3)}$ и $O(1/\beta)$ для $\mathcal{P}^{(2)}$ запишутся следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}^{(1,3)} &= \frac{\alpha}{3\pi} q^2 \mathcal{V} + \frac{\alpha}{6\pi} \left[\mp \sqrt{q_\perp^4 + (6\Delta N \omega)^2 \frac{q_\perp^2}{q_\parallel^2}} - q_\perp^2 \right] \times \\ &\times \left\{ 1 \mp \frac{3(\Delta N k_z)^2 q_\perp^2}{2\beta \mathcal{D} q_\parallel^2} \left[q_\perp^4 + (6\Delta N \omega)^2 \frac{q_\perp^2}{q_\parallel^2} \right]^{-1/2} \right\} + O\left(\frac{1}{\beta^2}\right), \end{aligned} \quad (44)$$

$$\mathcal{P}^{(2)} = \frac{\alpha}{3\pi} q^2 \mathcal{V} + \frac{2\alpha}{\pi} \beta \mathcal{D} + O\left(\frac{1}{\beta}\right). \quad (45)$$

Как видно из полученного результата, даже в приближении сильно замагниченной плазмы определение дисперсионных свойств фотонов для всех трех поляризаций представляет собой достаточно сложную задачу. Однако в предельном случае зарядово симметричной плазмы формулы (43) – (45) значительно упрощаются.

А именно, в случае зарядово симметричной плазмы $\Delta N = 0$, коэффициенты (43) примут вид: $A_1^{(1)} = -2q_\perp^2$, $A_2^{(2)} = 1$ (остальные коэффициенты равны нулю). Тогда, собственные векторы (41) – (42) и собственные значения (44) – (45) можно представить в виде:

$$r_\alpha^{(1)} = -2q_\perp^2 b_\alpha^{(1)} + O\left(\frac{1}{\beta^2}\right), \quad r_\alpha^{(3)} = O\left(\frac{1}{\beta^2}\right), \quad (46)$$

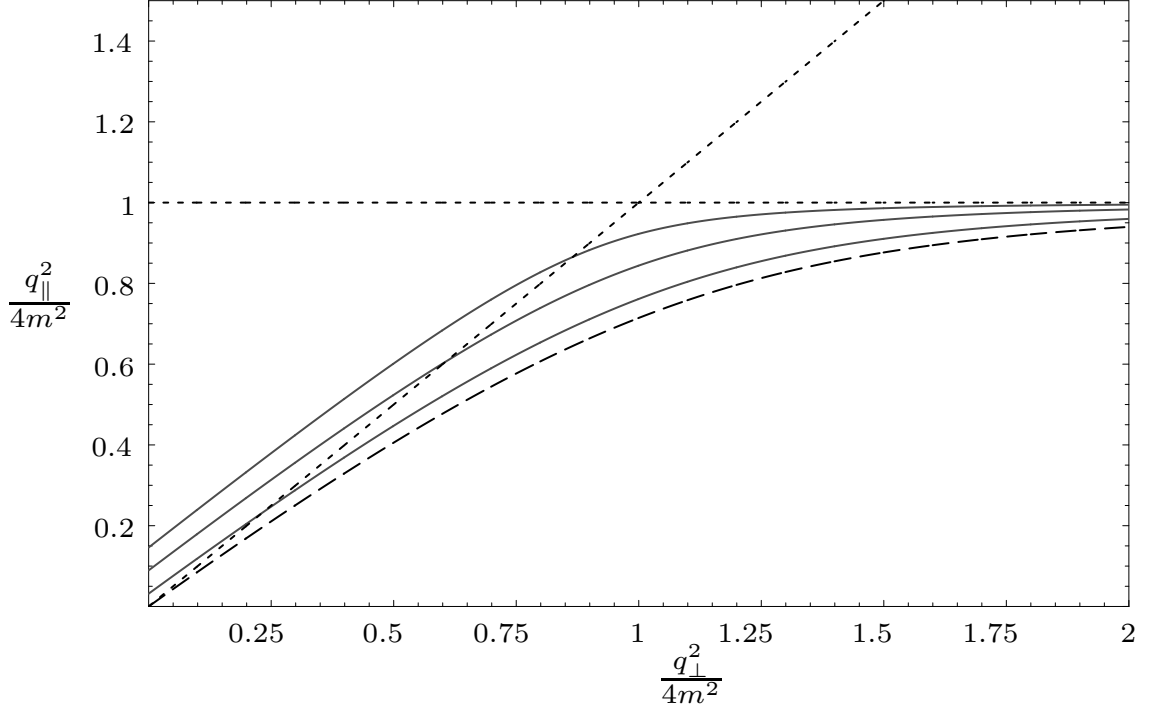


Рис. 1: Законы дисперсии фотона моды 2 в сильном магнитном поле $B/B_e = 200$ и нейтральной плазме ($\mu = 0$) для различных значений температуры: $T = 1$ МэВ (верхняя кривая), $T = 0.5$ МэВ (средняя кривая), $T = 0.25$ МэВ (нижняя кривая). Дисперсия фотона без плазмы обозначена штриховой линией. Диагональная штриховая линия соответствует вакуумному закону дисперсии, $q^2 = 0$. Угол между импульсом фотона и направлением магнитного поля равен $\pi/2$.

$$r_{\alpha}^{(2)} = b_{\alpha}^{(2)} + O\left(\frac{1}{\beta^2}\right). \quad (47)$$

$$\mathcal{P}^{(1)} = \frac{\alpha}{3\pi} q^2 \mathcal{V} - \frac{\alpha}{3\pi} q_{\perp}^2 + O\left(\frac{1}{\beta^2}\right), \quad (48)$$

$$\mathcal{P}^{(3)} = \frac{\alpha}{3\pi} q^2 \mathcal{V} + O\left(\frac{1}{\beta^2}\right), \quad (49)$$

а собственное значение $\mathcal{P}^{(2)}$ определяется формулой (45).

Нетрудно видеть, что полученные собственные векторы и собственные значения поляризационного оператора в зарядово симметричной плазме имеют тот же вид, что и в замагниченном вакууме². Поэтому для фотонов, нахо-

²Под термином «замагниченный вакуум» понимается магнитное поле без плазмы.

дящихся в равновесии с плазмой, можно ввести два поляризационных состояния, определяемые векторами поляризации [45]

$$\varepsilon_{\alpha}^{(1)}(q) = \frac{(q\varphi)_{\alpha}}{\sqrt{q_{\perp}^2}}, \quad \varepsilon_{\alpha}^{(2)}(q) = \frac{(q\tilde{\varphi})_{\alpha}}{\sqrt{q_{\parallel}^2}}. \quad (50)$$

Здесь символы 1 и 2 соответствуют \parallel и \perp – поляризациям в чистом магнитном поле [46], X - и O - модам работы [47], и E - и O - модам в замагниченной плазме [2]. При этом вектор поляризации, соответствующий собственному значению $\mathcal{P}^{(3)}$, может быть устранен калибровочным преобразованием и поэтому не будет определять физическую моду фотона. Кроме того, в приближении $O(1/\beta^2)$ закон дисперсии фотона моды 1 практически не отличается от вакуумного, $q^2 \simeq 0$. С другой стороны, дисперсионные свойства фотона моды 2 претерпевают существенные изменения даже по сравнению с замагниченным вакуумом и, следовательно, будут оказывать дополнительное влияние на кинематику процессов с участием фотонов этой моды.

На рис. 1 и 2 представлены законы дисперсии фотона моды 2, полученные в работе [45], как решения уравнения

$$q^2 - \mathcal{P}^{(2)} = 0 \quad (51)$$

в замагниченной плазме для различных значений температур, углов и импульса фотона. Как нетрудно видеть, в противоположность чистому магнитному полю, в плазме существует область с $q^2 > 0$ ниже первого циклотронного резонанса, определяемого условием $q_{\parallel}^2 = 0$. Этот факт связан с появлением плазменной частоты в представлении реальных электронов и позитронов среды, которая может быть определена из уравнения

$$\omega_p^2 - \mathcal{P}^{(2)}(\omega_p, \mathbf{k} \rightarrow 0) = 0. \quad (52)$$

В результате может существенно измениться кинематика различных фотонных процессов. Например, наличие плазменной частоты приводит к возникновению порога для каналов рассеяния фотона моды 2 на электронах и

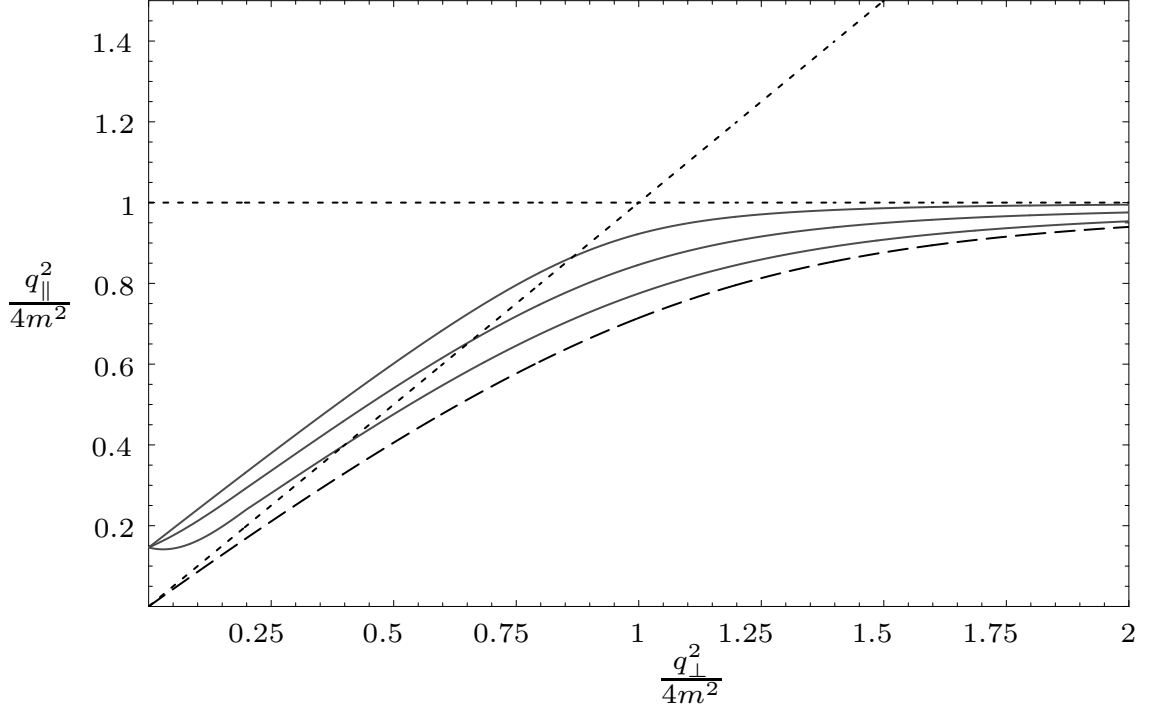


Рис. 2: Законы дисперсии фотона моды 2 в сильном магнитном поле $B/B_e = 200$ и нейтральной плазме ($T = 1\text{МэВ}$) для различных значений угла между импульсом фотона и направлением магнитного поля $\theta = \pi/2$ (верхняя кривая), $\theta = \pi/6$ (средняя кривая), $\theta = \pi/12$ (нижняя кривая). Дисперсия фотона без плазмы обозначена штриховой линией. Диагональная штриховая линия соответствует вакуумному закону дисперсии, $q^2 = 0$.

позитронах плазмы, $\gamma_2 e \rightarrow \gamma_1 e$, $\gamma_2 e \rightarrow \gamma_2 e$, который отсутствует в чистом магнитном поле. В то же время каналы расщепления $\gamma_1 \rightarrow \gamma_2 \gamma_2$ и $\gamma_1 \rightarrow \gamma_1 \gamma_2$, разрешенные в магнитном поле, в этой области кинематически закрыты [48]. Кроме того, в этой области становится возможным новый канал расщепления фотона $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1 \gamma_1$, запрещенный в магнитном поле в отсутствие плазмы

Пропагатор фотона определяется решением следующего волнового уравнения:

$$(g_{\alpha\rho} \partial_\mu^2 - \partial_\alpha \partial_\rho) G^\rho{}_\beta(x) + \int d^4 x' \mathcal{P}_{\alpha\rho}^{(\lambda)}(x - x') G^\rho{}_\beta(x) = g_{\alpha\beta} \delta^4(x),$$

где $\delta^4(x) = \delta(t)\delta(x)\delta(y)\delta(z)$.

В координатном пространстве пропагатор фотона можно представить следующим образом:

$$G_{\mu\nu}(x) = \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} G_{\mu\nu}(q) e^{-iqx}, \quad (53)$$

где

$$G_{\mu\nu}(q) = \sum_{\lambda=1}^3 \frac{b_{\mu}^{(\lambda)} b_{\nu}^{(\lambda)}}{(b^{(\lambda)})^2} \cdot \frac{1}{q^2 - \mathcal{P}^{(\lambda)}(q)} \quad (54)$$

– фурье-образ пропагатора.

4 Резонанс на виртуальном электро́не (фермионе)

4.1 Комптоновское рассеяние

Интерес к изучению комптоновского рассеяния $\gamma e \rightarrow \gamma e$ в сильном магнитном поле первоначально был вызван неожиданным открытием циклотронных спектральных линий у двойных рентгеновских пульсаров [49–51], которые изначально интерпретировались либо как циклотронное поглощение, либо как циклотронное излучение [49]. Дальнейшее повышение разрешения детекторов по энергии позволило уверенно заключить, что циклотронные особенности связаны именно с резонансным поглощением фотона [52]. При этом под циклотронным резонансом обычно понимается резкое увеличение сечения рассеяния по сравнению с классическим томсоновским сечением $\sigma_T = 8\pi\alpha^2/(3m^2)$. В одной из первых работ по этой тематике [53] выражение для сечения комптоновского рассеяния в магнитном поле без плазмы было получено в нерелятивистском пределе, и для фотона, распространяющегося вдоль магнитного поля, в сечении был обнаружен резонансный пик при энергии:

$$\omega_B \simeq \frac{\beta}{m}. \quad (55)$$

Кроме того, в работе [53] также было показано, что сечение рассеяния фотона на электро́не значительно зависит как от поляризационного состояния фотона, так и от угла между направлением импульса начального фотона и направлением магнитного поля. В последовавшей за ней статье [54] исследовалось изменение энергии фотона в комптоновском процессе, кратное циклотронной частоте ω_B (55). В следующих работах [55, 56] были получены результаты для полного сечения рассеяния фотона на электро́не с использованием формализма работы [53], которые будут справедливыми только для

относительно слабого магнитного поля $B < 10^{12}$ Гс. Однако при значениях магнитного поля $B > 10^{12}$ Гс, как было показано в работах [57, 58], учет релятивистских эффектов в сечении комптоновского рассеяния становится существенным.

В представленных выше работах предполагалось, что начальный и конечные электроны находятся на основном уровне Ландау, что является справедливым для предела сильного магнитного поля и/или низких температур $T \ll m$ (см. Введение). В этом случае резонансный пик (55) смещается в область более низких энергий фотона, а кроме него возникает бесконечный ряд резонансных пиков, соответствующих разным уровням Ландау n виртуального электрона. Эти пики реализуются при энергиях фотона:

$$\omega_n(\theta) = \frac{\sqrt{m^2 + 2\beta n \sin^2 \theta} - m}{\sin^2 \theta}, \quad (56)$$

где θ – угол между импульсом начального фотона и направлением магнитного поля.

С другой стороны, в результате комптоновского процесса могут возбуждаться высшие уровни Ландау начального электрона, что, в свою очередь, может выступать механизмом рождения фотонов малых энергий для магнитных полей $B \lesssim B_e$ [59, 60]. В таком случае для произвольных уровней Ландау ℓ начального электрона резонансные пики будут наблюдаться на энергиях:

$$\omega_{n\ell}(\theta) = \frac{\sqrt{M_\ell^2 - \sin^2 \theta (M_\ell^2 - M_n^2)} - M_\ell}{\sin^2 \theta}, \quad (57)$$

где $M_\ell = \sqrt{m^2 + 2\beta\ell}$, $M_n = \sqrt{m^2 + 2\beta n}$ и т.п.

В рассмотренных выше работах сечение комптоновского рассеяния становится бесконечным при энергиях фотона, соответствующих циклотронным резонансам (56) вследствие предположения о большом времени жизни виртуальных частиц. По этой причине их результаты справедливы только для областей энергий фотона вдали от резонансов и могут быть применены, например, для моделирования излучения **замагниченной холодной плазмы вблизи по-**

верхности нейтронных звезд [61] или же для относительно слабых магнитных полей $B \lesssim 10^{10}$ Гс [62].

С другой стороны, учет резонансов в комптоновском процессе является необходимым при моделировании спектров излучения сильно замагниченных нейтронных звезд [63–70]. Вблизи поверхности нейтронной звезды, где формируется излучение, резонансный обратный комптоновский процесс рассеяния фотонов малых энергий на высокоэнергетических электронах является доминирующим процессом, который приводит к охлаждению плазмы внутренней магнитосферы и образованию высокоэнергетического хвоста в спектре излучения [71–74].

Вблизи циклотронных резонансов для расчета сечения комптоновского рассеяния требуется учесть полную ширину изменения состояния электрона (см. приложение ??). В нерелятивистском пределе [53] присутствует лишь одна резонансная частота (56) и сечение рассеяния не зависит от поляризационного состояния электрона (или его спинового состояния), поэтому ввести полную ширину относительно просто [75]. Однако в сильных магнитных полях $B \gtrsim B_e$ и при высоких энергиях частиц требуется учитывать релятивистские поправки, что приводит к тому, что выражение для сечения становится очень громоздким, поскольку оно имеет бесконечное число резонансов (57), содержащихся в сумме по всем промежуточным виртуальным состояниям.

Изначально для учета конечных резонансных пиков использовались усредненные по спину ширины распада промежуточного состояния [25]. Как было указано в работе [29], такой подход не является точным, поскольку усреднение по спину некорректно учитывает спиновую зависимость времени распада виртуального электрона, что приводит к неверному значению сечения комптоновского рассеяния в точке резонанса. Этот недостаток был устранен в работе [47], где представлено сечение рассеяния процесса $\gamma e \rightarrow \gamma e$ с учетом ширины распада виртуальных промежуточных состояний, которая зависит от поляризационного состояния электрона. Однако полное сечение комптонов-

ского рассеяния, полученное таким методом, представляет собой громоздкое выражение, что, например, затрудняет его использование в моделях переноса излучения.

В ряде случаев выражение сечения рассеяния можно упростить для получения аналитического решения различных задач. Так, в работе [25] была использована аппроксимация сечения рассеяния с учетом резонанса в ультррелятивистском пределе для случая относительно сильного магнитного поля $B > 0.1B_e$. В точке циклотронного резонанса виртуальный электрон становится реальным и распадается на масштабе комптоновского времени, поэтому вероятность комптоновского рассеяния сводится к вероятности однократного процесса поглощения фотона электроном $\gamma e \rightarrow e$. В работе [23] исследовался вопрос аппроксимации комптоновского сечения с помощью однократного процесса поглощения фотона электроном для магнитных полей $B \sim 0.1B_e$. При этом различие между однократным процессом поглощения и комптоновским рассеянием становится существенным на высших циклотронных резонансах из-за нерезонансного вклада. Еще один подход рассмотрен в работе [76], он заключается в том, что пропагатор виртуального электрона можно заменить на дельта-функцию, когда основной вклад в сечение рассеяния будут давать области вблизи резонансов (приближение узкого пика).

Далее рассмотрим получение сечения рассеяния комптоновского процесса в случае узкого резонансного пика. Для решения задачи построения коэффициента поглощения фотона рассмотрим эффективный лагранжиан, описывающий обширный класс взаимодействий фермиона f с обобщенными токами j [77]:

$$\mathcal{L}(x) = \sum_k g_k [\bar{\psi}_f(x) \Gamma_k \psi_f(x)] J_k(x), \quad (58)$$

где $\psi_f(x)$ – операторы фермионного поля, а индекс $k = S, P, V, A$ соответствует скалярным, псевдоскалярным, векторным и аксиальным вершинам с матрицами Γ_k : $\Gamma_S = 1$, $\Gamma_P = \gamma_5$, $\Gamma_V = \gamma_\alpha$, $\Gamma_A = \gamma_\alpha \gamma_5$, соответствующим опе-

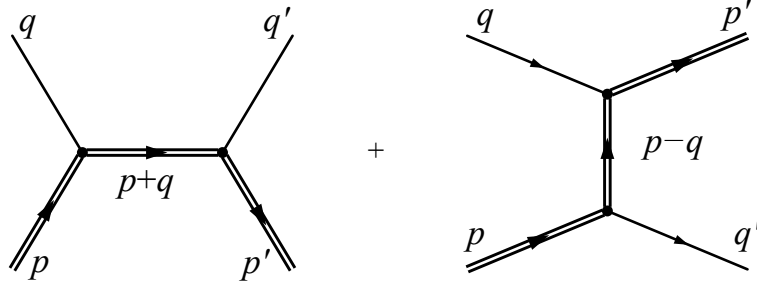


Рис. 3: Диаграммы Фейнмана для реакции $\gamma e \rightarrow \gamma e$. Двойные линии означают, что влияние внешнего поля на начальное и конечное состояния фермионов и на фермионный пропагатор учтено точно.

раторам обобщенных токов $J_k(x)$ (J_S , J_P , $J_{V\alpha}$ или $J_{A\alpha}$), а также константам взаимодействия g_k .

В частности, лагранжиан электромагнитного взаимодействия может быть представлен в виде:

$$\mathcal{L}(X) = -e[\bar{\psi}_f(X)\gamma^\mu A_\mu^{(\lambda)}(X)\psi_f(X)]; \quad (59)$$

Комптоновский процесс в древесном приближении описывается диаграммами Фейнмана, представленными на рис. 3. Соответствующий S -матричный элемент рассеяния фотона поляризации λ на электроне с рождением электрона и фотона поляризации λ' , с учетом лагранжиана (59) может быть представлен в виде:

$$\begin{aligned} S_{\gamma^{(\lambda)}e \rightarrow \gamma^{(\lambda')}e'}^{s's} &= -e^2 \int d^4X d^4Y A_\mu^{(\lambda)}(X) A_{\mu'}^{(\lambda')}(Y) \left[\bar{\Psi}_{p',\ell'}^{s'}(Y) \gamma_{\mu'} S(Y, X) \gamma_\mu \Psi_{p,\ell}^s(X) \right] + \\ &+ (A_\mu^{(\lambda)}, \gamma_\mu \leftrightarrow A_{\mu'}^{(\lambda')}, \gamma_{\mu'}). \end{aligned} \quad (60)$$

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

Волновые функции фотона $A_\mu^{(\lambda)}(X)$ и $A_{\mu'}^{(\lambda')}(Y)$, в свою очередь, удобно

представить в виде плосковолновых решений с амплитудами $\varepsilon_\mu^{(\lambda)}(q)$ и $\varepsilon_{\mu'}^{(\lambda')}(q')$:

$$A_\mu^{(\lambda)}(X) = \frac{e^{-i(qX)}}{\sqrt{2q_0V}} \varepsilon_\mu^{(\lambda)}(q), \quad q^\alpha = (q_0, \mathbf{q}), \quad (61)$$

$$A_{\mu'}^{(\lambda')}(Y) = \frac{e^{i(q'Y)}}{\sqrt{2q'_0V}} \varepsilon_{\mu'}^{(\lambda')}(q'), \quad q'^\alpha = (q'_0, \mathbf{q}'), \quad (62)$$

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

С учетом этих замечаний, подставим решения (10), фурье-образы волновых функций фотонов (61), пропагатор (23) в (60). Проинтегрировав полученный результат по $dX_0 dX_2 dX_3$ и $dY_0 dY_2 dY_3$, представим S -матричный элемент в следующем виде:

$$\mathcal{S}_{\gamma^{(\lambda)}e \rightarrow \gamma^{(\lambda')}e}^{s's} = \frac{i(2\pi)^3 \delta_{0,y,z}^{(3)}(P - p' - q')}{\sqrt{2q_0V 2q'_0V 2E_\ell L_y L_z 2E_{\ell'} L_y L_z}} \mathcal{M}_{\gamma^{(\lambda)}e \rightarrow \gamma^{(\lambda')}e'}^{s's}, \quad (63)$$

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

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\gamma^{(\lambda)}e_\ell \rightarrow \gamma^{(\lambda')}e_{\ell'}}^{s's} &\simeq i e^2 \varepsilon_{\mu'}^{(\lambda')}(q') \varepsilon_\mu^{(\lambda)}(q) \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{s''} \int dX_1 dY_1 e^{-iX_1 q_x + iY_1 q'_x} \times \\ &\times \frac{\bar{\phi}_{p',\ell'}^{s'}(Y_1) \gamma_{\mu'} \phi_{P,n}^{s''}(Y_1) \bar{\phi}_{P,n}^{s''}(X_1) \gamma_\mu \phi_{p,\ell}^s(X_1)}{P_\parallel^2 - M_n^2 + i P_0 \Gamma_n^{s''}/2} + \\ &+ (\varepsilon_\mu^{(\lambda)}(q), \gamma_\mu, P, q \leftrightarrow \varepsilon_{\mu'}^{(\lambda')}(q'), \gamma_{\mu'}, P', -q'), \end{aligned} \quad (64)$$

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

Обсудим, при каких условиях амплитуда (64) будет иметь резонансный характер. Если выполняется условие $\ell, \ell' \geq n$, 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 первых циклотронных резонансов основной вклад в амплитуду комптоновского процесса $\gamma e \rightarrow \gamma e$ будет давать только первая (т.н. s-канальная) диаграмма.

Согласно [36], полную ширину изменения состояния электрона $\Gamma_n^{s''}$ можно представить в виде суммы ширин поглощения, $\Gamma_n^{(abs) s''}$, и рождения, $\Gamma_n^{(cr) s''}$, электрона следующим образом:

$$\Gamma_n^{s''} = \Gamma_n^{(abs) s''} + \Gamma_n^{(cr) s''} \simeq \Gamma_{e_n \rightarrow e_{\ell'} \gamma}^{(abs) s''} \left[1 + e^{-(E_n'' - \mu)/T} \right], \quad (65)$$

где

$$\begin{aligned} \Gamma_{e_n \rightarrow e_{\ell'} \gamma}^{(abs) s''} &= \sum_{\ell'=0}^{n-1} \sum_{s'=\pm 1} \sum_{\lambda'} \int \frac{dp'_y dp'_z L_y L_z}{(2\pi)^2} [1 - f_-(E_{\ell'}')] \times \\ &\times \frac{d^3 q' V}{(2\pi)^3} (1 + f_{\omega'}) \frac{|\mathcal{S}_{e_n \rightarrow e_{\ell'} \gamma(\lambda')}^{s' s''}|^2}{\tau} \end{aligned} \quad (66)$$

– ширина поглощения электрона в процессе $e_n \rightarrow e_{\ell'} \gamma$.

Как было показано в работе [76], в случае, когда ширина поглощения электрона Γ_n достаточно мала, то амплитуда комптоновского процесса факторизуется двумя одновершинными процессами. Этот факт даёт возможность значительно упростить вычисление сечения, что приводит, например, к возможности построения аналитического решения уравнения переноса. Кратко опишем этот метод ниже. Действительно, в области резонанса, где выполняется условие $P_0 \Gamma_n^{s''} \ll |P_{\parallel}^2 - M_n^2|$ соответствующая часть в (64) может быть заменена δ -функцией:

$$\left| \frac{1}{P_{\parallel}^2 - M_n^2 - i P_0 \Gamma_n^{s''}/2} \right|^2 \simeq \frac{2\pi}{P_0 \Gamma_n^{s''}} \delta(P_{\parallel}^2 - M_n^2).$$

В таком случае квадрат парциальной амплитуды будет выглядеть следующим образом

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_{\gamma(\lambda) e_{\ell} \rightarrow \gamma(\lambda') e_{\ell'}}^{s' s}|^2 &\simeq \sum_{s''=\pm 1} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\pi}{P_0 \Gamma_n^{s''}} \delta(P_{\parallel}^2 - M_n^2) \times \\ &\times \left| \int dX_1 dY_1 \bar{\phi}_{p' \ell'}^{s'}(Y_1) \phi_{P, n}^{s''}(Y_1) \bar{\phi}_{P, n}^{s''}(X_1) \phi_{p \ell}^s(X_1) \right|^2. \end{aligned} \quad (67)$$

С учетом (67) квадрат S -матричного элемента процесса $jf \rightarrow j'f'$ факторизуется двумя одновершинными подпроцессами

$$\sum_{s,s'=\pm 1} \frac{|\mathcal{S}_{\gamma^{(\lambda)}e_\ell \rightarrow \gamma^{(\lambda')}e_{\ell'}}^{s's}|^2}{\tau} = \sum_{s,s',s''=\pm 1} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2\pi)^3 \delta_{0,y,z}^{(3)}(P - p' - q')}{2q_0 L_x 2q'_0 V 2E_\ell L_y L_z 2E'_{\ell'} L_y L_z} \times$$

$$\times \int \frac{dp_y'' dp_z''}{(2E_n'')^2 (2\pi)^2 \Gamma_n^{s''}} (2\pi)^3 \delta_{0,y,z}^{(3)}(P - p'') |\mathcal{M}_{e_n \rightarrow \gamma^{(\lambda')}e_{\ell'}}^{s's''}|^2 |\mathcal{M}_{\gamma^{(\lambda)}e_\ell \rightarrow e_n}^{s''s}|^2. \quad (68)$$

Здесь мы воспользовались свойством δ -функции:

$$\delta(P_{\parallel}^2 - M_n^2) = \frac{1}{2E_n''} \delta(P_0 - E_n''), \quad (69)$$

где $E_n'' = \sqrt{p_z''^2 + M_n^2}$.

Если теперь ввести S -матричный элемент поглощения электрона следующим образом

$$\mathcal{S}_{\gamma^{(\lambda)}e_\ell \rightarrow e_n}^{s''s} = \frac{i(2\pi)^3 \delta_{0,y,z}^{(3)}(P - p'')}{\sqrt{2q_0 V 2E_\ell L_y L_z 2E_n'' L_y L_z}} \mathcal{M}_{\gamma^{(\lambda)}e_\ell \rightarrow e_n}^{s''s}, \quad (70)$$

с учетом того, что

$$\left| \delta_{0,y,z}^{(3)}(P - p'') \right|^2 = \frac{1}{(2\pi)^2} \delta_{0,y,z}^{(3)}(P - p'') \tau L_y L_z, \quad (71)$$

нетрудно видеть, что выражение (68) можно представить в факторизованном виде:

$$\sum_{s,s'=\pm 1} \frac{|\mathcal{S}_{\gamma^{(\lambda)}e_\ell \rightarrow \gamma^{(\lambda')}e_{\ell'}}^{s's}|^2}{\tau} = \sum_{s,s',s''=\pm 1} \sum_{n=0}^{\infty} \int \frac{dp_y'' dp_z''}{(2\pi)^2 \Gamma_n^{s''}} \frac{|\mathcal{S}_{\gamma^{(\lambda)}e_\ell \rightarrow e_n}^{s''s}|^2}{\tau} \frac{|\mathcal{S}_{e_n \rightarrow \gamma^{(\lambda')}e_{\ell'}}^{s's''}|^2}{\tau} \quad (72)$$

Здесь соответствующая амплитуда $\mathcal{M}_{\gamma^{(\lambda)}e_\ell \rightarrow e_n}^{s''s}$ одновершинного процесса записывается следующим образом:

$$\mathcal{M}_{\gamma^{(\lambda)}e_\ell \rightarrow e_n}^{s''s} = \frac{\exp[-iq_x(p_y + p_y'')/(2\beta)]}{\sqrt{M_\ell M_n (M_\ell + m)(M_n + m)}} \left[\frac{q_y + iq_x}{\sqrt{q_\perp^2}} \right]^{n-\ell} \mathcal{T}_V^{s''s}, \quad (73)$$

S -матричный элемент для процесса рождения фотона $\gamma \rightarrow e\gamma$ может быть получен из матричного элемента процесса поглощения фотона следующим образом $S_{e_n \rightarrow \gamma^{(\lambda')}e_{\ell'}} = S_{\gamma^{(\lambda)}e_\ell \rightarrow e_n}(q \rightarrow q', E_\ell \rightarrow E'_{\ell'})$.

мб добавить их в приложение? Таким образом, для получения амплитуды комптоновского процесса вблизи резонанса в случае узкого пика, достаточно вычислить величины $\mathcal{T}_V^{s''s}$, которые были представлены в работе [76] для вершин скалярного, псевдоскалярного, векторного и аксиально-векторного типов. Они выражаются через лоренц-коварианты и инварианты в подпространстве $\{0, 3\}$:

$$\mathcal{K}_{1\alpha} = \sqrt{\frac{2}{(p\tilde{\Lambda}p'') + M_\ell M_n}} \left\{ M_\ell(\tilde{\Lambda}p'')_\alpha + M_n(\tilde{\Lambda}p)_\alpha \right\}, \quad (74)$$

$$\mathcal{K}_{2\alpha} = \sqrt{\frac{2}{(p\tilde{\Lambda}p'') + M_\ell M_n}} \left\{ M_\ell(\tilde{\varphi}p'')_\alpha + M_n(\tilde{\varphi}p)_\alpha \right\}, \quad (75)$$

$$\mathcal{K}_3 = \sqrt{2 \left[(p\tilde{\Lambda}p'') + M_\ell M_n \right]}, \quad (76)$$

$$\mathcal{K}_4 = -\sqrt{\frac{2}{(p\tilde{\Lambda}p'') + M_\ell M_n}} (p\tilde{\varphi}p''). \quad (77)$$

При вычислениях было использовано соотношение:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int dZ e^{-Z^2} H_n \left(Z + \frac{q_y + iq_x}{2\sqrt{\beta}} \right) H_\ell \left(Z - \frac{q_y - iq_x}{2\sqrt{\beta}} \right) = \\ = 2^{(n+\ell)/2} \sqrt{n! \ell!} \left[\frac{q_y + iq_x}{\sqrt{q_\perp^2}} \right]^{n-\ell} e^{q_\perp^2/(4\beta)} \mathcal{I}_{n,\ell} \left(\frac{q_\perp^2}{2\beta} \right), \end{aligned}$$

где для $n \geq \ell$

$$\begin{aligned} \mathcal{I}_{n,\ell}(x) &= \sqrt{\frac{\ell!}{n!}} e^{-x/2} x^{(n-\ell)/2} L_\ell^{n-\ell}(x), \\ \mathcal{I}_{\ell,n}(x) &= (-1)^{n-\ell} \mathcal{I}_{n,\ell}(x), \end{aligned} \quad (78)$$

и $L_n^k(x)$ – обобщенные полиномы Лагерра [30]. Далее в работе будет использовано обозначение $\mathcal{I}_{n,\ell} \equiv \mathcal{I}_{n,\ell} \left(\frac{q_\perp^2}{2\beta} \right)$ и для определенности рассматриваются электроны, для которых знак заряда $\eta = -1$.

Для астрофизических приложений полученных результатов удобно вместо сечения использовать коэффициент поглощения фотона – вероятность перехода фотона в другое состояние за счёт тех или иных процессов, который для комптоновского процесса был определен, например, в работе [45]:

$$W_{\gamma^{(\lambda)}e \rightarrow \gamma^{(\lambda')}e} = \frac{\beta}{16(2\pi)^4 \omega_\lambda} \int |\mathcal{M}_{\gamma^{(\lambda)}e_\ell \rightarrow \gamma^{(\lambda')}e_{\ell'}}^{s''s}|^2 \times \quad (79)$$

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

где $f_E = (1 + \exp[E/T])^{-1}$ – равновесная функция распределения электронов с температурой T и нулевым химическим потенциалом, $f_\omega = (\exp[E/T] - 1)^{-1}$ – равновесная функция распределения фотонов. С помощью коэффициента поглощения удобно, например, вычислять длину свободного пробега $\ell_\lambda = W_{\gamma^{(\lambda)}e \rightarrow \gamma e}^{-1}$, а дифференциальный коэффициент поглощения входит в уравнение Больцмана.

Подставляя факторизованные квадраты амплитуд (67) с учетом (68)–(73) в выражение (79), суммируя по поляризационным состояниям конечного электрона и фотона и проводя несложное интегрирование, получим:

$$W_{\gamma^{(1)}e \rightarrow \gamma e} = \frac{\alpha\beta}{2\omega} \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{n=n_0}^{\infty} \sum_{\epsilon=\pm 1} \frac{f_-(E_\ell^\epsilon)[1 - f_-(E_\ell^\epsilon + \omega)]}{\sqrt{(M_n^2 - M_\ell^2 - q_\parallel^2)^2 - 4q_\parallel^2 M_\ell^2}} \times \quad (80)$$

$$\times \left\{ [2\beta(n + \ell) - q_\parallel^2] (\mathcal{I}_{n,\ell-1}^2 + \mathcal{I}_{n-1,\ell}^2) - 8\beta\sqrt{\ell n} \mathcal{I}_{n,\ell-1} \mathcal{I}_{n-1,\ell} \right\},$$

$$W_{\gamma^{(2)}e \rightarrow \gamma e} = \frac{\alpha\beta}{2\omega} \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{n=n_0}^{\infty} \sum_{\epsilon=\pm 1} \frac{f_-(E_\ell^\epsilon)[1 - f_-(E_\ell^\epsilon + \omega)]}{\sqrt{(M_n^2 - M_\ell^2 - q_\parallel^2)^2 - 4q_\parallel^2 M_\ell^2}} \times \quad (81)$$

$$\times \left\{ \left[\frac{(2\beta(n - \ell))^2}{q_\parallel^2} - 2\beta(n + \ell) - 4m^2 \right] (\mathcal{I}_{n,\ell}^2 + \mathcal{I}_{n-1,\ell-1}^2) - \right.$$

$$\left. - 8\beta\sqrt{\ell n} \mathcal{I}_{n,\ell} \mathcal{I}_{n-1,\ell-1} \right\},$$

где

$$E_\ell^\epsilon = \frac{1}{2q_\parallel^2} \left[\omega (M_n^2 - M_\ell^2 - q_\parallel^2) + \epsilon k_z \sqrt{(M_n^2 - M_\ell^2 - q_\parallel^2)^2 - 4q_\parallel^2 M_\ell^2} \right].$$

В (80) и (132) суммирование по n ограничено согласно закону сохранения энергии и импульса следующим образом:

$$n_0 = \ell + \left[\frac{q_\parallel^2 + 2M_\ell \sqrt{q_\parallel^2}}{2\beta} \right], \quad (82)$$

где $[x]$ – целая часть числа x .

С дифференциальным сечением рассеяния коэффициент поглощения связан следующим образом [78]

$$d\sigma_{\gamma^{(\lambda)}e \rightarrow \gamma e} = \frac{dW_{\gamma^{(\lambda)}e \rightarrow \gamma e}}{j}, \quad (83)$$

где $j = |(pq)_\parallel|/(E\omega V)$ – плотность потока падающих частиц в продольном по отношению к магнитному полю подпространстве. В работах [23, 47, 79] исследовался процесс комптоновского рассеяния в замагниченной плазме при ненулевых температурах и магнитных полях, характерных для магнитосфер радиопульсаров и магнитаров $10^{12} - 10^{15}$ Гс. В данных работах рассчитано сечение рассеяния при условии, что начальный и конечный электроны находятся на основном уровне Ландау. При расчетах учитывался резонанс на виртуальном электроне с конечной шириной, полученной с использованием корректных решений уравнения Дирака (10).

В данных работах сечение интегрируется по импульсам начального электрона в системе покоя плазмы с нормированной функцией распределения $\bar{f}_{n,s}(p_z)$:

$$\sigma_\lambda^* = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{f}_{n,s}(p_z) d\sigma_{\gamma^{(\lambda)}e \rightarrow \gamma e}, \quad (84)$$

где

$$d\sigma_{\gamma^{(\lambda)}e \rightarrow \gamma e} = \frac{dW_{\gamma^{(\lambda)}e \rightarrow \gamma e}}{j}, \quad (85)$$

$j = |(pq)_\parallel|/(E\omega V)$ – плотность потока падающих частиц в продольном по отношению к магнитному полю подпространстве. Исходя из нормировки функции распределения:

$$\sum_{n,s} \int_{-\infty}^{\infty} dp_z \bar{f}_{n,s}(p_z) = 1, \quad (86)$$

представим её в виде:

$$\bar{f}_{n,s}(p_z) = \frac{\beta}{(2\pi)^2 n_e} \frac{1}{e^{E_n/T} + 1}, \quad (87)$$

где

$$n_e = \frac{\beta}{(2\pi)^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2 - \delta_{\ell,0}) \int_{-\infty}^{\infty} dp_z f_-(E_\ell) \quad (88)$$

– концентрация электронов во внешнем магнитном поле.

С учетом (84) – (88) дифференциальное сечение рассеяния, просуммированное по поляризациям конечного фотона, может быть выражена через дифференциальный коэффициент поглощения:

$$d\sigma_\lambda^* = \frac{E\omega}{(pq)_\parallel} \frac{1}{n_e} dW_{\gamma^{(\lambda)}e \rightarrow \gamma e}. \quad (89)$$

Следует отметить, что для дифференциального коэффициента поглощения, будучи проинтегрировано по импульсам начального электрона, в нерелятивистском пределе переходит в известное классическое соотношение [21]:

$$W_{\gamma^{(\lambda)}e \rightarrow \gamma e} = \frac{1}{\ell_\lambda} = n_e \sigma_{\gamma^{(\lambda)}e \rightarrow \gamma e}. \quad (90)$$

Согласно раздела 2.2 для рассматриваемых параметров магнитного поля и плазмы, можно считать, что закон дисперсии как моды 1, так и моды 2, в пренебрежении ω_{pl} , мало отличается от вакуумного за исключением точек резонансов. В таком случае параллельную магнитному полю компоненту импульса фотона можно положить $q_z \simeq \omega \sin \theta$, где θ – угол между импульсом фотона и направлением магнитного поля. Как уже отмечалось в разделе 2.2, перенормировка волновых функций фотонов становится существенной вблизи циклотронных резонансов $q_{\parallel}^2 \simeq (M_n + M_{\ell})^2$, однако, как показывает анализ, при значении магнитного поля $B \simeq 10^{12}$ Гс она становится несущественной так, что $Z_{1,2} \simeq 1$.

Сравнительный анализ усредненного сечения по поляризациям начального фотона

$$\sigma^* = \frac{\sigma_1^* + \sigma_2^*}{2} \quad (91)$$

в единицах σ_T с результатами работы [23] для различных значений магнитного поля ($B = 0.039B_e \simeq 1.7 \times 10^{12}$ Гс и $B = 0.23B_e \simeq 10^{13}$ Гс) и температур ($T = 5$ кэВ и $T = 50$ кэВ) представлен на рисунках 4. Полученные результаты показывают, что дельта-функциональное приближение достаточно хорошо описывает резонансные пики. В области резонанса сечение комптоновского рассеяния в данном приближении ожидается превышает сечение с учетом конечной ширины, так как знаменатель пропагатора электрона во всей резонансной области при дельта-функциональном приближении всегда дает максимальный вклад в интеграл. С увеличением температуры, помимо уширения резонансных пиков, также наблюдается уменьшение точности дельта-функционального приближения особенно для малых углов между направлением распространения фотона и магнитного поля. При уменьшении магнитного поля наблюдается смещение резонансных пиков, согласно формуле 56, а также их сужение при сохранении формы. Это связано с тем, что энергетические уровни Ландау становятся ближе друг к другу, что приводит к более узким резонансам. Сравнение сечения комптоновского процесса при

различных магнитных полях показывает, что резонансные пики, наблюдаемые при энергиях фотона, соответствующих высшим уровням Ландау виртуального электрона $n > 0$, убывают быстрее с ростом энергии для относительно малых магнитных полей.

Как было указано выше, использование дельта-функционального приближения упрощает и ускоряет численный анализ, поэтому представляет интерес, используя приближение узкого резонансного пика, исследовать сечение рассеяния с учетом того, что начальный электрон может занимать произвольный уровень Ландау. Как показал численный анализ, для температуры $T = 5$ кэВ и магнитного поля $B \simeq 10^{12} - 10^{13}$ Гс сечение комптоновского рассеяния с учетом высших уровней Ландау начального электрона лишь незначительно модифицируется, поэтому можно уверенно предполагать, что начальные электроны занимают преимущественно основной уровень Ландау. С другой стороны, при температуре $T \simeq 50$ кэВ и магнитном поле $B \simeq 10^{13}$ Гс, как показано на рисунке 5, учет ненулевых уровней Ландау приводит к существенному увеличению значений сечения в области резонанса. К ещё большим ошибкам (приблизительно на порядок) будет приводить предположение только основного уровня Ландау начального электрона для малых значений магнитного поля $B \simeq 1.7 \times 10^{12}$ при той же температуре $T \simeq 50$ кэВ. Как следствие, при малых магнитных полях и высоких температурах учет высших уровней Ландау становится важным аспектом при изучении комптоновского рассеяния в плазме. Также в сечении присутствуют узкие максимумы, известные в литературе (см., например, [80–82]), соответствующие энергиям $\omega_{n\ell} = (M_n - M_\ell) / \sin \theta$, которые наиболее ярко выражены для фотонов, распространяющихся поперек магнитного поля (см. рис. 5), но вносят малый вклад в интегральные величины.

Представляет интерес исследовать сечение рассеяния с учетом того, что конечный электрон может занимать произвольный уровень Ландау. Для температуры $T = 5$ кэВ можно уверенно предполагать, что начальные электроны занимают основной уровень Ландау, так как они практически не вно-

сят вклад в сечение рассеяния. С другой стороны, при температуре $T = 50$ кэВ, как показано на рисунках 5, сечение в области резонанса увеличивается и ширина резонанного пика возрастает. Также в сечении присутствуют узкие максимумы, известные в литературе, соответствующие энергиям $\omega_{n\ell} = (M_n - M_\ell)/\sin \theta$, которые наиболее ярко проявляются для фотонов, распространяющихся поперек магнитного поля, но вносят малый вклад в интегральные величины.

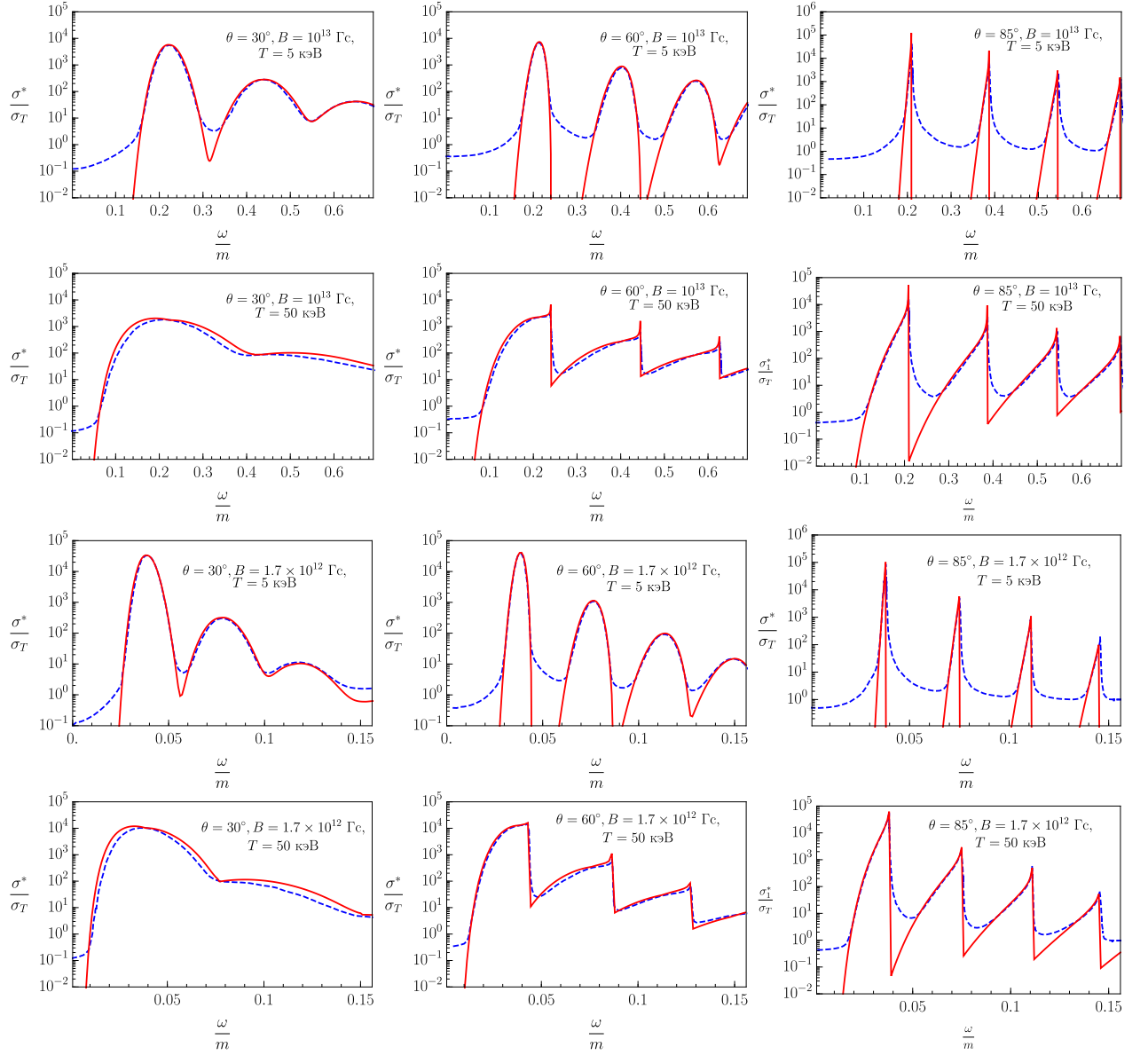


Рис. 4: Сечения (в единицах σ_T), усредненного по поляризациям начального фотона, $e\gamma^{(2)} \rightarrow e\gamma$, полученном в работе [23] (пунктирная линия) и δ -функциональном приближении (сплошная линия) для различных углов θ между импульсом фотона и направлением магнитного поля. Все начальные и конечные электроны находятся на основном уровне Ландау.

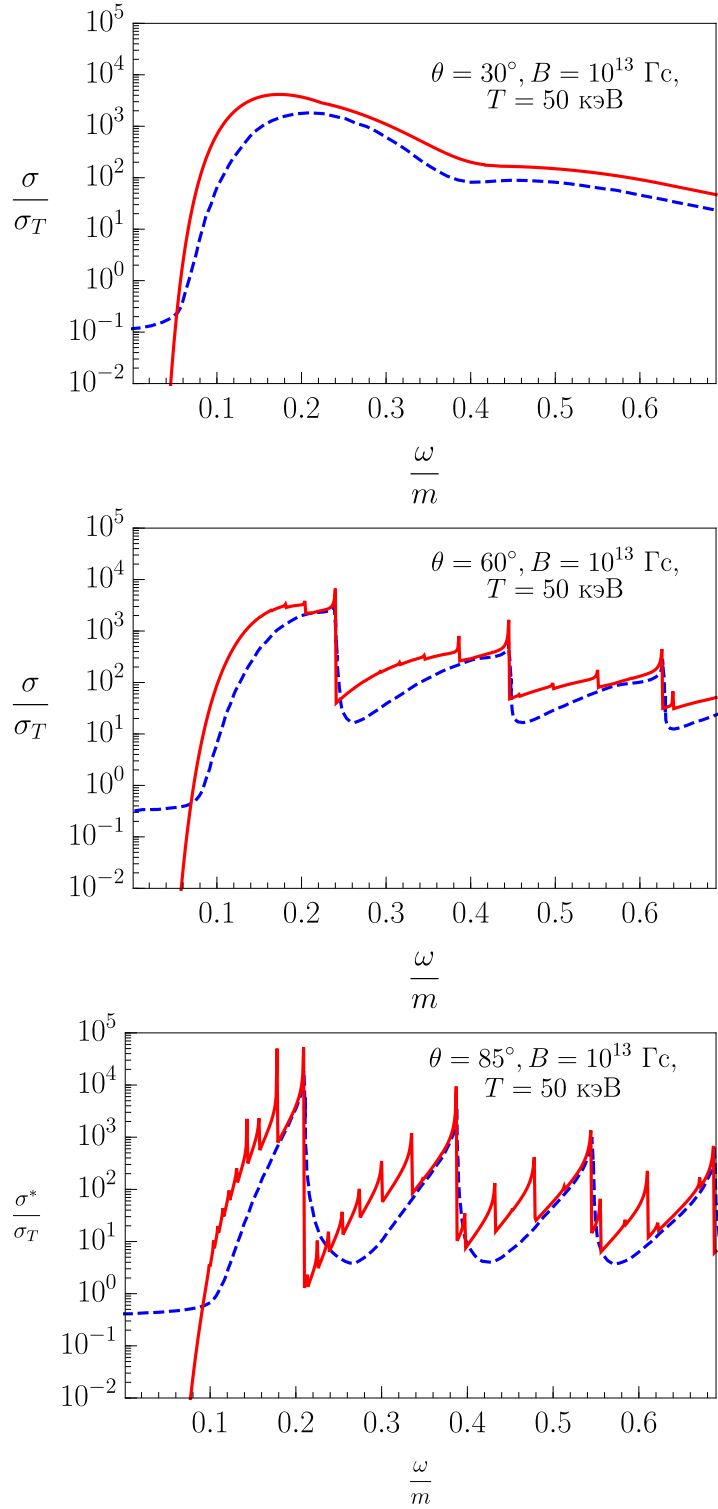


Рис. 5: Сечения (в единицах σ_T), усредненного по поляризациям начального фотона и по поляризациям начального электрона, $e\gamma^{(2)} \rightarrow e\gamma$, полученном в работе [23] (пунктирная линия) и δ -функциональном приближении (сплошная линия) для различных углов θ между импульсом фотона и направлением магнитного поля. По начальным электронам взято значение температуры $T = 50 \text{ кэВ}$, а индукция магнитного поля – $B = 10^{13} \text{ Гс}$.

Отметим, что сечение с учетом вклада конечной ширины поглощение электрона, которое было взято непосредственно из результатов работы [47], имеет завышенные значения по сравнению с дельта-функциональным приближением более чем на 2 порядка во всей области энергий фотона моды 1, за исключением тех случаев, когда фотоны с энергиями вблизи резонанса распространяются поперек магнитного поля (см. рис. 6). С другой стороны в сечении для фотона моды 2 наблюдаются существенно завышенные значения приблизительно на порядок для углов $\theta = 90^\circ$ и $\theta = 60^\circ$ между направлением импульса фотона и направлением магнитного поля (см. рис. 7). Однако сравнительный численный анализ сечения комптоновского рассеяния полученного в работе [47] произведенный в [83] показал, что указанная выше разница отсутствует. При этом результаты работы [83] находятся в хорошем соответствии с результатами настоящей статьи (см. рис. 4), результатами работы [84], а также более ранней работой [85], поэтому наличие существенных различий в результатах работы [47] и настоящей диссертации может быть связано с опечатками при построении графиков в [47].

Таким образом, применение приближения (67) правомочно в области полей $B \sim 10^{12} - 10^{15}$ Гс, характерных для магнитаров и радиопульсаров. С другой стороны, полученные коэффициенты поглощения фотона (80) и (132) определяются только как сумма конечных выражений (за исключением особых точек, указанных ранее), что является гораздо более удобным в приложениях (например, к решению задачи переноса излучения), чем точный учет конечной ширины.

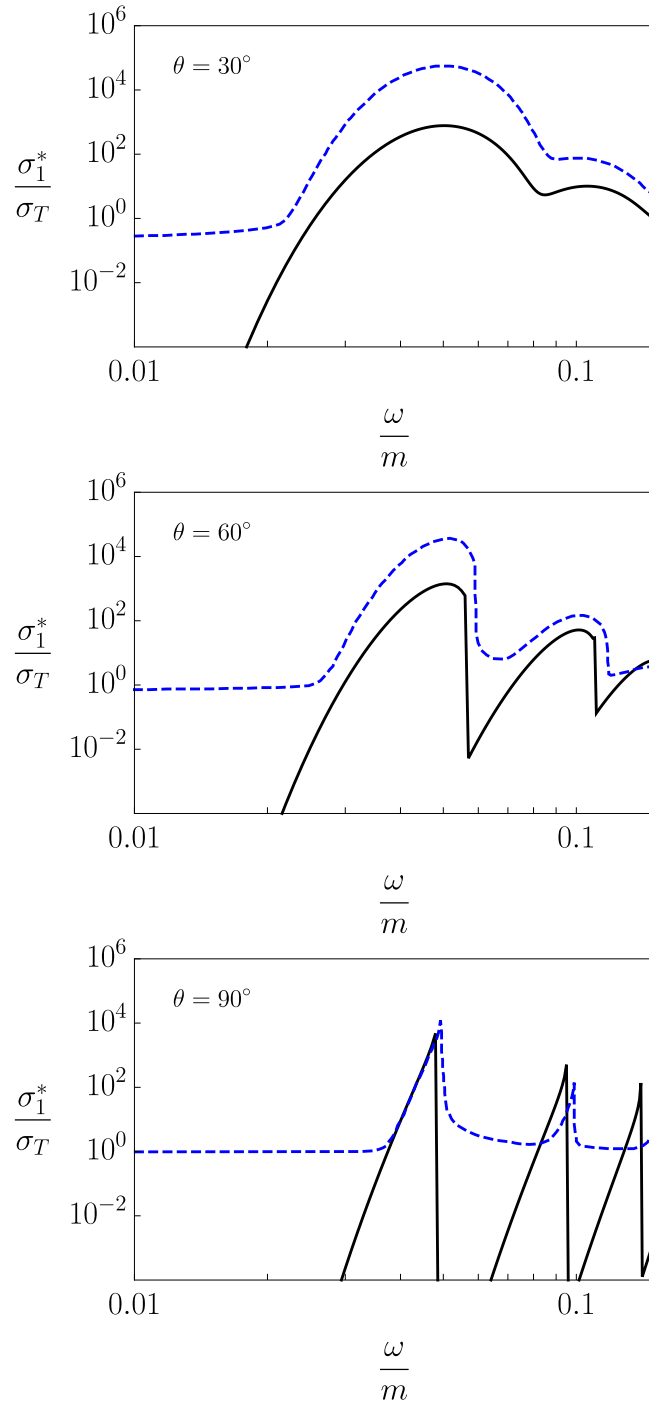


Рис. 6: Сечения (в единицах σ_T) рассеяния фотона моды 1, $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma$, полученном в работе [47] (пунктирная линия) и δ -функциональном приближении (сплошная линия) для различных углов θ между импульсом начального фотона и направлением магнитного поля (значения изображены на графиках). $B = 2.2 \times 10^{12}$ Гс, $T = 20$ кэВ, $\mu = 0$. Начальные и конечные электроны находятся на основном уровне Ландау.

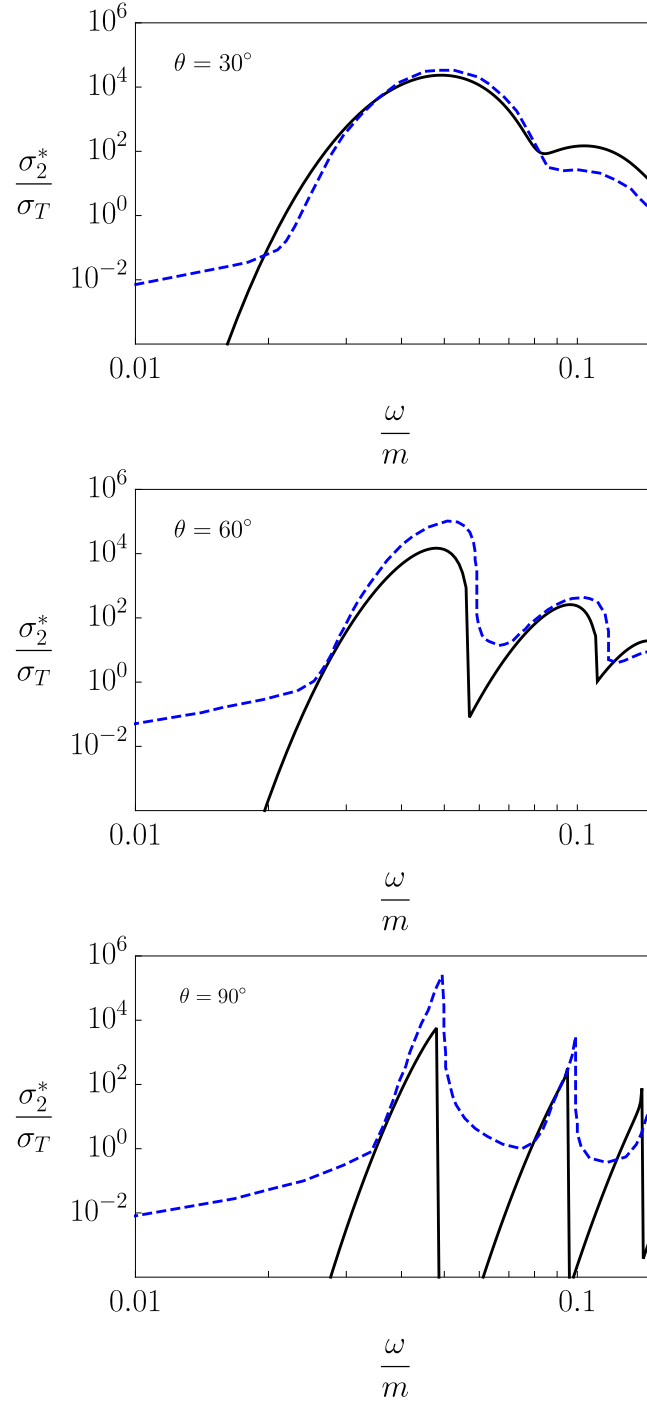


Рис. 7: То же, что и на рис. 6 для параметров плазмы $B = 2.2 \times 10^{12}$ Гс, $T = 20$ кэВ, $\mu = 0$.

Рассмотрим теперь ситуацию сверхсильного магнитного поля, $B \sim 10^{15} - 10^{16}$ Гс и высоких температур $T = 1$ МэВ, которые характерны для гигантских вспышек SGR (источников мягких повторяющихся гамма-всплесков). Исследование комптоновского процесса в магнитных полях указанного масштаба было проведено, например, в работе [45]. Однако, полученные в этом исследовании результаты будут справедливыми только для области энергий фотонов вдали от резонансов. Поэтому представляет самостоятельный интерес вычислить коэффициент поглощения фотона в пределе сильного поля с учетом возможного резонанса на виртуальном электроне с конечной шириной резонансного пика и сравнить с нерезонансным пределом [45] и дельта-функциональным приближением [76]. Поскольку в пределе сильного магнитного поля начальный и конечный электроны будут преимущественно занимать основной уровень Ландау, а виртуальный электрон – первый уровень Ландау, то коэффициент поглощения фотона с учетом конечной ширины резонансного пика примет достаточно простой для вычисления вид. Как было отмечено в разделе 1.3, в сильном магнитном поле энергии фотона, на которых наблюдается резонанс, выше, чем порог рождения e^+e^- пары $q_{\parallel}^2 = 4m^2$ для фотона моды 2, то целесообразно рассмотреть только каналы рассеяния $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(1)}$ и $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(2)}$. Следует отметить, что для фотона моды 1 порог рождения e^+e^- пары $q_{\parallel}^2 = (M_1 + m)^2$ заведомо выше рассматриваемой области резонанса $q_{\parallel}^2 = (M_1 - m)^2$.

Исходя из результатов работы [45], представим парциальные амплитуды комптоновского процесса в пределе сильного магнитного поля в виде:

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_{e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(1)}} &= \frac{8i\pi\alpha t}{\beta} \frac{(q\varphi q')(q\tilde{\varphi}q')}{\sqrt{q_{\perp}^2 q'_{\perp}{}^2 (-Q_{\parallel}^2)}}, \\ \mathcal{M}_{e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(2)}} &= \frac{8i\pi\alpha t}{\beta} \frac{(q\Lambda q')(q\tilde{\Lambda}Q)}{\sqrt{q_{\perp}^2 q'_{\parallel}{}^2 (-Q_{\parallel}^2)}},\end{aligned}\tag{92}$$

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 (92) в (79) коэффициенты поглощения фотона для каналов $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(1)}$ и $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(2)}$ в нерезонансной области для фотонов, распространяющихся под углом $\theta = 90^\circ$ по отношению к направлению магнитного поля, могут быть представлены следующим образом:

$$W_{e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(1)}} = \frac{\omega \alpha^2 m^2}{2\beta\pi} \int dQ_0 dk'_z \frac{k_z'^2}{(-Q_\parallel^2)^2 \kappa} \theta(-Q_\parallel l^2) \theta(q_\parallel'^2) \times \\ \times \sum_{\sigma} f(E_\sigma) (1 - f(E_\sigma + \omega)) (1 + f_{\omega'}), \quad (93)$$

$$W_{e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(2)}} = \frac{\alpha^2 m^2}{2\beta\pi\omega} \int dQ_0 dk'_z \left(1 - \frac{\mathcal{P}^{(2)}(q')}{q_\parallel'^2} \right) \frac{q_\parallel'^2 - \omega\omega'}{(-Q_\parallel^2)^2 \kappa} \theta(-Q_\parallel^2) \theta(q_\parallel'^2) \times \\ \times \sum_{\sigma} f_{E_\sigma} (1 - f_{E_\sigma + \omega}) (1 + f_{\omega'}), \quad (94)$$

где $\theta(x)$ – функция Хевисайда, $\kappa = \sqrt{1 - 4m^2/Q_\parallel^2}$, $E_\sigma = \sqrt{p_{z\sigma}^2 + m^2}$, а $p_{z\sigma}$ – корни уравнения $Q_0 + E_\sigma - E'_\sigma = 0$:

$$p_{z\sigma} = -\frac{Q_z}{2} + \sigma Q_0 \kappa. \quad (95)$$

Воспользовавшись результатами работы [45], амплитуды $\mathcal{M}_{e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(1)}}$, $\mathcal{M}_{e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(2)}}$ в пределе сильного магнитного поля и с учетом конечной ширины резонансного пика можно представить следующим образом:

$$\mathcal{M}_{e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(1)}} = \frac{8m\pi\alpha}{\sqrt{(-Q_\parallel^2)}} \exp \left[-\frac{q_\perp^2 + q_\perp'^2 - 2i(q\varphi q')}{4\beta} \right] \cdot \frac{1}{\sqrt{q_\perp^2 q_\perp'^2}} \times \\ \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{((q\Lambda q') - i(q\varphi q'))^n}{(n-1)!(2\beta)^{n-1}} \frac{(q\tilde{\varphi} q')}{(p+q)_\parallel^2 - M_n^2 + iE_n''\Gamma_n} + \\ + (q \leftrightarrow -q'), \quad (96)$$

$$\mathcal{M}_{e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(2)}} = \frac{8m\pi\alpha}{\sqrt{(-Q_\parallel^2)}} \exp \left[-\frac{q_\perp^2 + q_\perp'^2 - 2i(q\varphi q')}{4\beta} \right] \cdot \frac{1}{\sqrt{q_\perp^2 q_\parallel'^2}} \times \\ \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{((q\Lambda q') - i(q\varphi q'))^n}{(n-1)!(2\beta)^{n-1}} \frac{(Q\tilde{\Lambda} q')}{(p+q)_\parallel^2 - M_n^2 + iE_n''\Gamma_n} + \\ + (q \leftrightarrow -q'), \quad (97)$$

где полная ширина поглощения электрона Γ_n является выражением (65). С другой стороны, 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 [13]:

$$E_n'' \Gamma_n = \alpha \beta \sum_{n'=0}^{n-1} \int_0^{(\sqrt{n}-\sqrt{n'})^2} \frac{dx}{\sqrt{(n+n'-x)^2 - 4nn'}} \times \quad (98)$$

$$\times \{ (n+n'-x) [\mathcal{I}_{n,n'-1}^2(x) + \mathcal{I}_{n-1,n'}^2(x)] - 4\sqrt{nn'} \mathcal{I}_{n,n'}(x) \mathcal{I}_{n-1,n'-1}(x) \},$$

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

Парциальные коэффициенты поглощения фотона для каналов $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(1)}$ и $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(2)}$ с учетом конечной ширины поглощения электрона могут быть получены подстановкой амплитуд (96) и (97) в (79) и в случае, когда начальный фотон распространяется поперек магнитного поля, коэффициенты поглощения можно представить следующим образом:

$$W_{e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(1)}} = \frac{\beta \alpha^2 m^2}{\pi} \int dQ_0 dk'_z \frac{k_z'^2 \omega}{(-Q_{\parallel}^2)^2 \varkappa} \exp \left[-\frac{\omega^2 + q_{\perp}'^2}{2\beta} \right] \times$$

$$\times \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{\sigma=\pm 1} \frac{1}{[(n-1)!]^2} \left(\frac{\omega \sqrt{q_{\perp}'^2}}{2\beta} \right)^{2(n-1)} \left\{ \frac{1}{((p_{\sigma} + q)_{\parallel}^2 - M_n^2)^2 + (E_n'' \Gamma_n)^2} + \right.$$

$$+ \frac{1}{((p_{\sigma} - q')_{\parallel}^2 - M_n^2)^2 + (E_n'' \Gamma_n)^2} -$$

$$- 2 \sum_{n'=1}^{\infty} \frac{(n-1)!}{(n'-1)!} \left(\frac{\omega \sqrt{q_{\perp}'^2}}{2\beta} \right)^{n'-n} J_{n+n'} \left(\frac{\omega \sqrt{q_{\perp}'^2}}{\beta} \right) \times$$

$$\times \frac{[(p_{\sigma} + q)_{\parallel}^2 - M_n^2][(p_{\sigma} - q')_{\parallel}^2 - M_{n'}^2] + E_n'' \Gamma_n E_{n'}'' \Gamma_{n'}}{[((p_{\sigma} - q')_{\parallel}^2 - M_n^2)^2 + (E_n'' \Gamma_n)^2][((p_{\sigma} + q)_{\parallel}^2 - M_{n'}^2)^2 + (E_{n'}'' \Gamma_{n'})^2]} \Big\} \times$$

$$\times f_{E_{\sigma}} (1 - f_{E_{\sigma}+Q_0}) (1 + f_{\omega'}),$$

$$\begin{aligned}
W_{e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(2)}} &= \frac{\beta\alpha^2 m^2}{\pi} \int dQ_0 dk'_z \frac{q_{\perp}^{\prime 2} \omega}{(-Q_{\parallel}^2)^2 \varkappa} \exp \left[-\frac{q_{\perp}^2 + q_{\perp}^{\prime 2}}{2\beta} \right] \times \\
&\times \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{\sigma=\pm 1} \frac{1}{[(n-1)!]^2} \left(\frac{\omega \sqrt{q_{\perp}^{\prime 2}}}{2\beta} \right)^{2(n-1)} \frac{Q_0}{\omega} \left\{ ((p_{\sigma} + q)_{\parallel}^2 - M_n^2)^2 + (E_n'' \Gamma_n)^2 + \right. \\
&+ \frac{Q_0 \omega}{q_{\parallel}^{\prime 2}} \frac{1}{((p_{\sigma} - q')_{\parallel}^2 - M_n^2)^2 + (E_n'' \Gamma_n)^2} - \\
&- 2 \sum_{n'=1}^{\infty} \frac{(n-1)!}{(n'-1)!} \left(\frac{\omega \sqrt{q_{\perp}^{\prime 2}}}{2\beta} \right)^{n'-n} J_{n+n'} \left(\frac{\omega \sqrt{q_{\perp}^{\prime 2}}}{\beta} \right) \times \\
&\times \frac{[(p_{\sigma} + q)_{\parallel}^2 - M_n^2][(p_{\sigma} - q')_{\parallel}^2 - M_{n'}^2] + E_n'' \Gamma_n E_{n'}'' \Gamma_{n'}}{[(p_{\sigma} - q')_{\parallel}^2 - M_n^2]^2 + (E_n'' \Gamma_n)^2 [((p_{\sigma} + q)_{\parallel}^2 - M_{n'}^2)^2 + (E_{n'}'' \Gamma_{n'})^2]} \times \\
&\times \frac{Q_0(\omega - Q_0)}{q_{\perp}^{\prime 2}} \left. \right\} f_{E_{\sigma}}(1 - f_{E_{\sigma}+Q_0})(1 + f_{\omega'}),
\end{aligned} \tag{99}$$

где $J_n(x)$ – функция Бесселя целого индекса, $p_{\sigma\parallel}^{\alpha} = (E_{\sigma}, p_{z\sigma})$. Поперечная составляющая импульса конечного фотона определяется из уравнения дисперсии:

$$q_{\parallel}^{\prime 2} = q_{\perp}^{\prime 2} + \mathcal{P}^{(\lambda)}(q'). \tag{100}$$

Имеет смысл провести сравнительный анализ результатов работы [45] с резонансным случаем (99) и (99) для зарядово-симметричной плазмы и поперечного направления распространения импульса фотона по отношению к внешнему магнитному полю для различных значений величины магнитного поля, температуры и энергии начального фотона.

На рис. 8–9 показан коэффициент поглощения $W_{1 \rightarrow 1}$ рассеяния при температуре $T = 1$ МэВ и величине магнитного поля $B = 200B_e$ и $B = 20B_e$ соответственно. Как видно из рис. 8–9, коэффициент поглощения для канала $\gamma^{(1)}e \rightarrow \gamma^{(1)}e$ согласуется с соответствующими результатами для предела сильного поля и отсутствия резонанса, полученными в работе [45] вплоть до энергий начального фотона $\omega \simeq 3$ МэВ для поля $B = 200B_e$ и $\omega \simeq 0.3$ МэВ для поля $B = 20B_e$. Отсюда вытекает ограничение на применимость резуль-

татов работы [45] по энергиям начального фотона. Аналогичная ситуация наблюдается и для канала $\gamma^{(1)}e \rightarrow \gamma^{(2)}e$ (см. рис. 10–11). На рис. 9 и 11 наиболее ярко видно завышение коэффициента поглощения даже при относительно малых энергиях начального фотона. Этот факт связан с тем, что в пределе сильного магнитного поля разложение амплитуды комптоновского процесса по обратным степеням поля уже не будет правомочным.

Следует отметить что при относительно малых температурах $T \lesssim 50$ кэВ с тем же магнитным полем δ -аппроксимация работает хуже из-за уменьшения области резонанса. В целом δ -функциональное приближение достаточно хорошо описывать лишь первый резонансный пик.

Следует отметить что при относительно малых температурах $T \lesssim 50$ кэВ с тем же магнитным полем δ -аппроксимация работает хуже из-за уменьшения области резонанса. В целом δ -функциональное приближение достаточно хорошо описывать лишь первый резонансный пик.

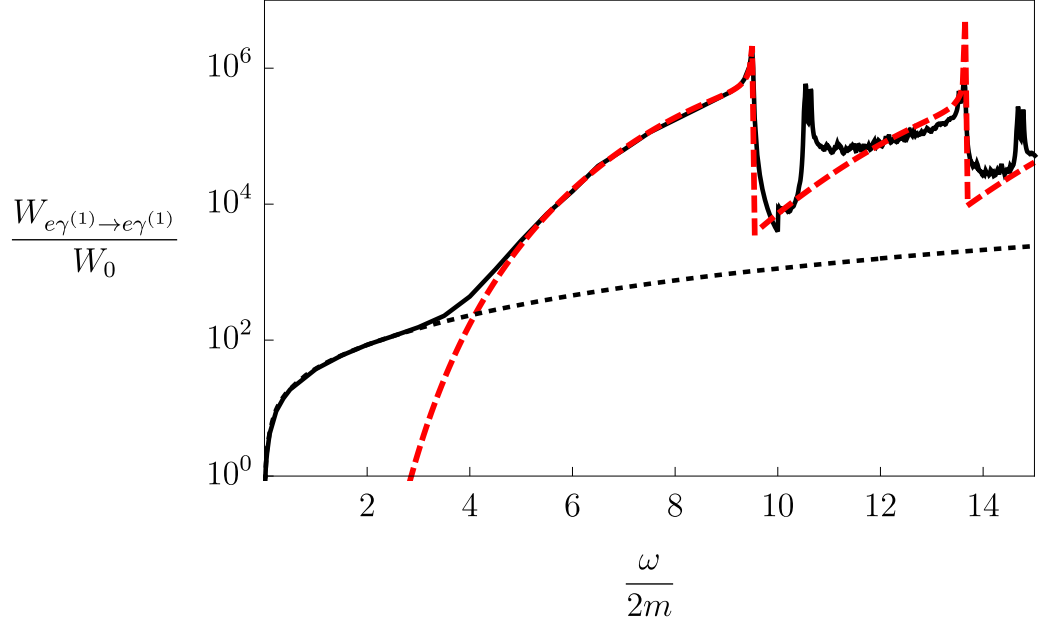


Рис. 8: Зависимость коэффициента поглощения от энергии начального фотона для канала $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(1)}$ при поле $B = 200B_e$ и температуре $T=1$ МэВ: сплошная линия – коэффициент поглощения с учетом резонанса; штриховая линия – без учета резонанса; пунктирная линия – дельта-функциональное приближение. Здесь $W_0 = (\alpha/\pi)^3 m \simeq 3.25 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$.

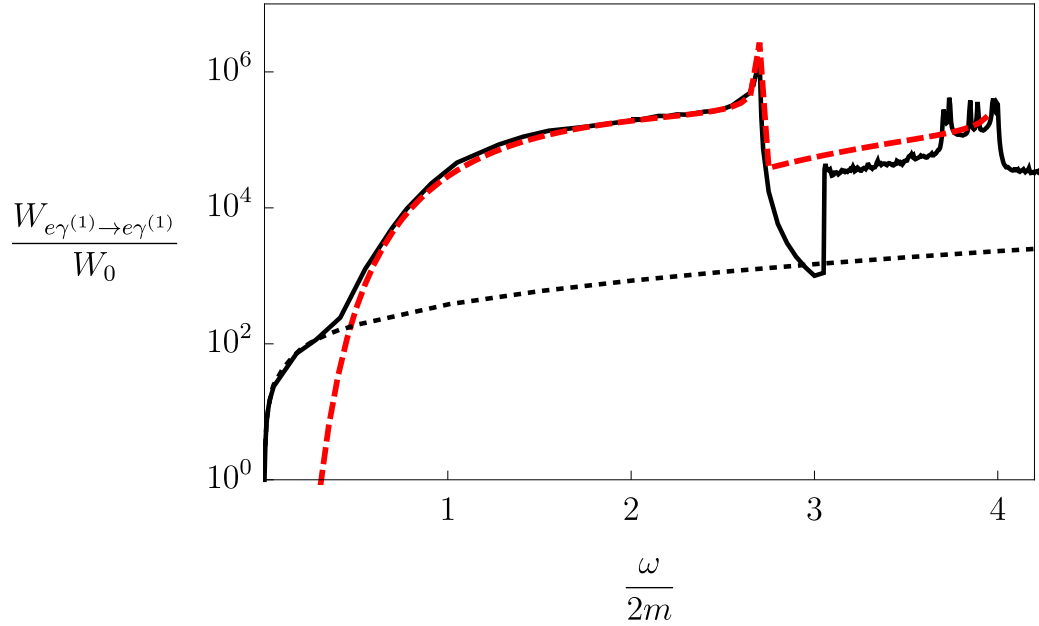


Рис. 9: Зависимость коэффициента поглощения от энергии начального фотона для канала $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(1)}$ при поле $B = 20B_e$ и температуре $T=1$ МэВ. Обозначение для линий то же, что и для рис. 8.

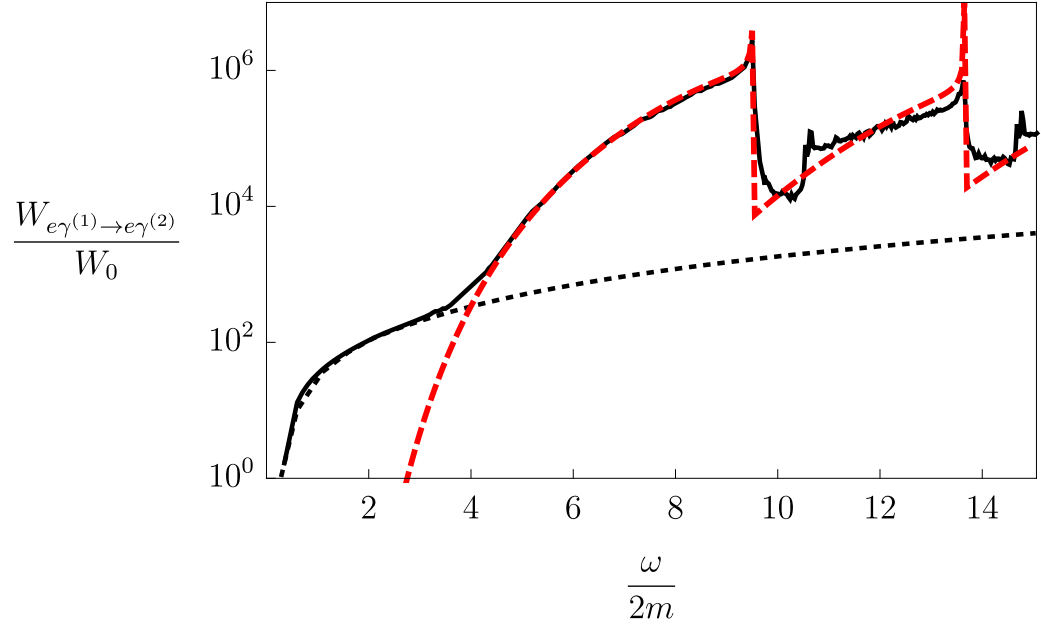


Рис. 10: Зависимость коэффициента поглощения от энергии начального фотона для канала $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(2)}$ при поле $B = 200B_e$ и температуре $T=1$ МэВ. Обозначение для линий то же, что и для рис. 8.

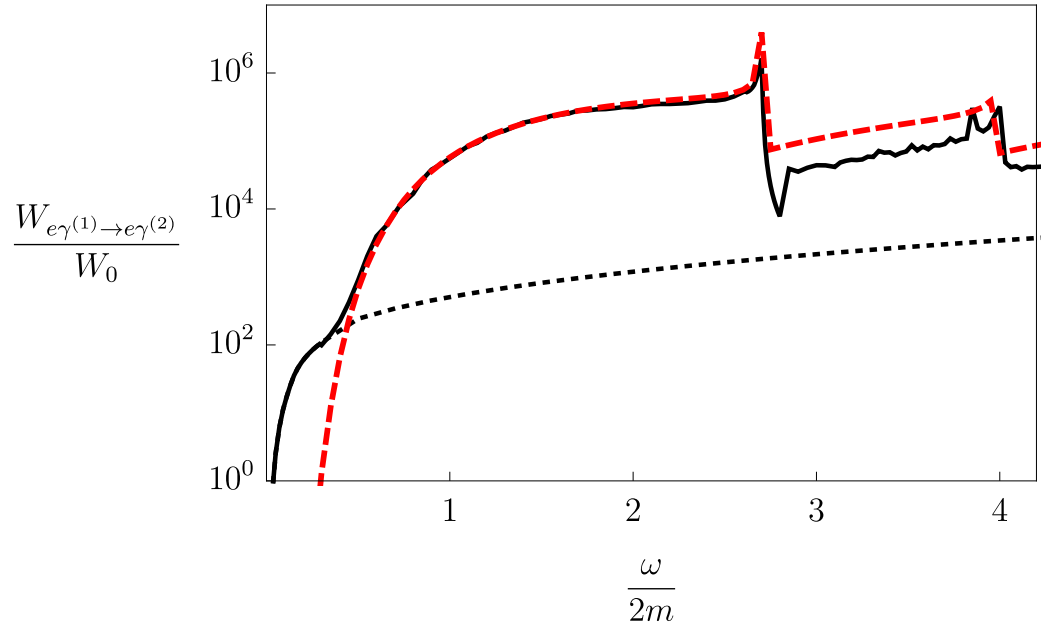


Рис. 11: Зависимость коэффициента поглощения от энергии начального фотона для канала $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(2)}$ при поле $B = 20B_e$ и температуре $T=1$ МэВ. Обозначение для линий то же, что и для рис. 8.

4.2 Фотонейтринный процесс

Еще одним процессом, в котором может реализовываться резонанс на виртуальном электро́не, является фоторождение пары нейтрино-антинейтрино на электро́не, $e\gamma \rightarrow e\nu\bar{\nu}$, называемое фотонейтринным процессом. Наряду с другими реакциями, имеющими нейтринную пару в конечном состоянии, интерес к нему связан с тем, что такие процессы могут играть важную роль в остывании нейтронных звезд, поскольку замагниченная плазма прозрачна для нейтрино при значениях параметров (плотности и температуры), которые дают все существующие модели их внутреннего строения.

Первые работы, посвященные фотонейтринному процессу, вышли в 60-ых годах прошлого века [86, 87]. Нейтринная светимость, т.е. энергия, уносимая нейтринной парой из единичного объема за единицу времени, за счет него была вычислена в работах [88–94]. В частности, в [92, 93] были получены таблицы с большим количеством данных для фотонейтринной излучательной способности и аналитические аппроксимации для них. При этом вклад реакции в процесс нейтринного остывания нейтронной звезды полагался пренебрежимо малым, как отмечают авторы обзора [95], поскольку в холодной и плотной плазме распад плазмона, $\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$, является намного более эффективным каналом по уносу энергии за счет нейтринных пар.

На следующем этапе фотонейтринный процесс изучался с учетом влияния внешней активной среды на дисперсионные и поляризационные свойства фотона [96–98]. Хотя в этих работах были получены уточнения к нейтринной светимости процесса, общий вывод о том, что фотонейтринный процесс является поправкой более высокого порядка к распаду плазмона, остался неизменным.

Наконец, в [99, 100] был рассмотрен резонанс в фотонейтринном процессе. Приведем основные выкладки этих работ.

Излучательная способность нейтрино, в предположении, что обратным влиянием потерь энергии и импульса на состояние плазмы можно пренебречь,

определяется как нулевая компонента вектора энергии-импульса, передаваемого в этом процессе от нейтрино единице объёма внешней среды за единицу времени, и имеет следующий вид [95, 101]:

$$Q = \frac{1}{V} \int \prod_i d\Gamma_i f_i \prod_f d\Gamma_f (1 \pm f_f) q'_0 \frac{|\mathcal{S}_{if}|^2}{\tau}, \quad (101)$$

где $d\Gamma_i$ ($d\Gamma_f$) – число состояний начальных (конечных) частиц; f_i (f_f) – соответствующие функции распределения, знак $+$ ($-$) отвечает конечным бозонам (фермионам); q'_0 – энергия нейтринной пары; $V = L_x L_y L_z$ – объем плазмы, τ – время взаимодействия.

\mathcal{S} -матричный элемент для процесса $\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}$ описывается диаграммами, изображёнными на рис. 12 и может быть представлен в следующем виде:

$$\mathcal{S}_{\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}} = \frac{i(2\pi)^3 \delta_{0,y,z}^{(3)}(p + q - p' - q')}{L_y L_z \sqrt{2^5 V^3 \omega E_\ell E'_\ell E_1 E_2}} \mathcal{M}_{\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}}, \quad (102)$$

Амплитуда $\mathcal{M}_{\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}}$ может быть получена из формулы (??) Главы 1 с помощью подстановок $\Gamma_{k'} = \gamma_\alpha (C_V + C_A \gamma_5)$, $j'_{k'} = J_\alpha$, $g_{k'} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}$, $\Gamma_k = \gamma_\beta$, $j_k = \varepsilon_\beta$, $g_k = e$ и имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}} = & \frac{i e G_F}{\sqrt{2}} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{s''=\pm 1} \int dX_1 dY_1 e^{-iX_1 q_x + iY_1 q'_x} \times \\ & \times \frac{\phi_{p',\ell'}^{s'}(Y_1) \gamma_\alpha J_\alpha (C_V + C_A \gamma_5) \phi_{p+q,n}^{s''}(Y_1) \phi_{p+q,n}^{s''}(X_1) \gamma_\beta \varepsilon_\beta(q) \phi_{p,\ell}^s(X_1)}{(p+q)_\parallel^2 - M_n^2 + i\Im_\Sigma^{s''}(p+q)} + \\ & + \frac{i e G_F}{\sqrt{2}} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{s''=\pm 1} \int dX_1 dY_1 e^{iX_1 q'_x - iY_1 q_x} \times \\ & \times \frac{\phi_{p',\ell'}^{s'}(Y_1) \gamma_\beta \varepsilon_\beta(q) \phi_{p-q',n}^{s''}(Y_1) \phi_{p-q',n}^{s''}(X_1) \gamma_\alpha J_\alpha (C_V + C_A \gamma_5) \phi_{p,\ell}^s(X_1)}{(p-q')_\parallel^2 - M_n^2 + i\Im_\Sigma^{s''}(p-q')}. \end{aligned} \quad (103)$$

В приближении узкого резонансного пика с учётом факторизации квадрата \mathcal{S} -матричного элемента (68) и выражения (??) нейтринную светимость (101)

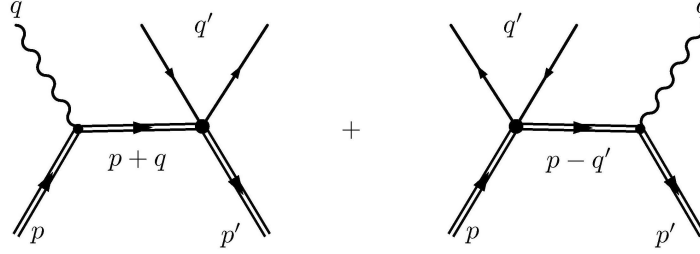


Рис. 12: Диаграммы Фейнмана для реакции $\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}$. Двойные линии обозначают, что влияние внешнего поля на начальное и конечное состояние и на элеткронный пропагатор учтено точно.

для резонансного фотонейтринного процесса можно представить в виде:

$$\begin{aligned}
 Q_{\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}} = & \frac{1}{L_x} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{\ell, \ell'=0}^{n-1} \sum_{s, s', s''=\pm 1} \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3 2\omega} f_{\gamma}(\omega) \frac{dp_y dp_z}{(2\pi)^2 2E_{\ell}} \times \\
 & \times f_e(E_{\ell}) \frac{dp'_y dp'_z}{(2\pi)^2 2E'_{\ell'}} [1 - f_e(E'_{\ell'})] \frac{dp''_y dp''_z}{(2\pi)^2 (2E''_n)^2 \Gamma_n^{s''}} \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3 2E_1} \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3 2E_2} q'_0 \times \\
 & \times (2\pi)^6 \delta_{0,y,z}^{(3)}(p + q - p'') \delta_{0,y,z}^{(3)}(p'' - p' - q') |\mathcal{M}_{e_{\ell} \gamma \rightarrow e_n}|^2 |\mathcal{M}_{e_n \rightarrow e_{\ell'} \nu \bar{\nu}}|^2.
 \end{aligned} \tag{104}$$

Полная ширина изменения состояния электрона может быть выражена через ширину рождения [36]:

$$\Gamma_n^{s''} = \Gamma_n^{(abs) s''} + \Gamma_n^{(cr) s''} \simeq \Gamma_{e_n \rightarrow e_{\ell'} \gamma}^{(cr) s''} \left[1 + e^{(E_n'' - \mu)/T} \right] \tag{105}$$

$$\begin{aligned}
 \Gamma_n^{(cr) s''} = & \sum_{\ell=0}^{n-1} \sum_{s''=\pm 1} \frac{1}{2E_n''} \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3 2\omega} f_{\gamma}(\omega) \times \\
 & \times \frac{dp_y dp_z}{2E_{\ell}} f_e(E_{\ell}) (2\pi)^3 \delta_{0,y,z}^{(3)}(p + q - p'') |\mathcal{M}_{e_{\ell} \gamma \rightarrow e_n}|^2,
 \end{aligned} \tag{106}$$

Подставляя (105) и (106) в формулу (104) и выполняя несложные преобразования, получаем следующее выражение для резонансной нейтринной светимости за счёт процесса $e \gamma \rightarrow e \nu \bar{\nu}$:

$$Q_{\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{\ell'=0}^{n-1} Q_{e_n \rightarrow e_{\ell'} \nu \bar{\nu}}, \tag{107}$$

где

$$Q_{e_n \rightarrow e_{\ell'} \nu \bar{\nu}} = \frac{1}{L_x} \int \frac{dp_y'' dp_z''}{(2\pi)^2 2E_n''} f_e(E_n'') \frac{dp_y' dp_z'}{(2\pi)^2 2E_{\ell'}'} [1 - f_e(E_{\ell'}')] \times \\ \times \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3 2E_1} \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3 2E_2} q_0' (2\pi)^3 \delta_{0,y,z}^{(3)}(p'' - p' - q') |\mathcal{M}_{e_n \rightarrow e_{\ell'} \nu \bar{\nu}}|^2 \quad (108)$$

– это нейтринная светимость за счёт процесса $e_n \rightarrow e_{\ell'} \nu \bar{\nu}$ [95]. Квадрат амплитуды $e_n \rightarrow e_{\ell'} \nu \bar{\nu}$ может быть получен с помощью выражений (??-??) Главы 1 и представлен в следующем виде:

$$|\mathcal{M}_{e_n \rightarrow e_{\ell'} \nu \bar{\nu}}|^2 = \frac{16}{3} G_F^2 \left(\overline{C_V^2} + \overline{C_A^2} \right) \left\{ [2q'^2(\beta(n + \ell') + m^2) + m^2 q_{\perp}'^2] \right. \\ \times (\mathcal{I}_{n-1,\ell'}'^2 + \mathcal{I}_{n,\ell'-1}'^2 - \mathcal{I}_{n,\ell'}'^2 - \mathcal{I}_{n-1,\ell'-1}'^2) - q'^4 (\mathcal{I}_{n-1,\ell'}'^2 + \mathcal{I}_{n,\ell'-1}'^2) + \\ \left. + m^2 q'^2 (\mathcal{I}_{n,\ell'}'^2 - \mathcal{I}_{n-1,\ell'-1}'^2) \right\} - G_F^2 \left(\overline{C_V^2} - \overline{C_A^2} \right) m^2 \left\{ (2q_{\parallel}'^2 - q_{\perp}'^2) \times \right. \\ \left. \times (\mathcal{I}_{n-1,\ell'}'^2 + \mathcal{I}_{n,\ell'-1}'^2 - \mathcal{I}_{n,\ell'}'^2 - \mathcal{I}_{n-1,\ell'-1}'^2) + 3q'^2 (\mathcal{I}_{n-1,\ell'}'^2 + \mathcal{I}_{n,\ell'-1}'^2) \right\}. \quad (109)$$

Постоянные $\overline{C_V^2} = 0.93$ и $\overline{C_A^2} = 0.75$ – это результат суммирования всех каналов рождения нейтрино типов $\nu_e, \nu_{\mu}, \nu_{\tau}$.

Полученная светимость (108) совпадает вплоть до обозначений с результатами работы [95].

На рис. 13 представлена зависимость светимости фотонейтринного процесса от $\rho_6 = \rho/(10^6 \text{ г/см}^3)$ (ρ – плотность плазмы) для значений параметров $B = 50B_e$ и $T = 10^9 \text{ К}$ с учётом резонанса (сплошная линия) и без учёта резонанса [98] (пунктирная линия). Как видно из графика, вследствие влияния резонансных эффектов результаты для нейтринной светимости, полученные в работе [98], являются заниженными при плотности $\rho \gtrsim 6 \times 10^8 \text{ г/см}^3$ и при вышеуказанных значениях магнитного поля и температуры.

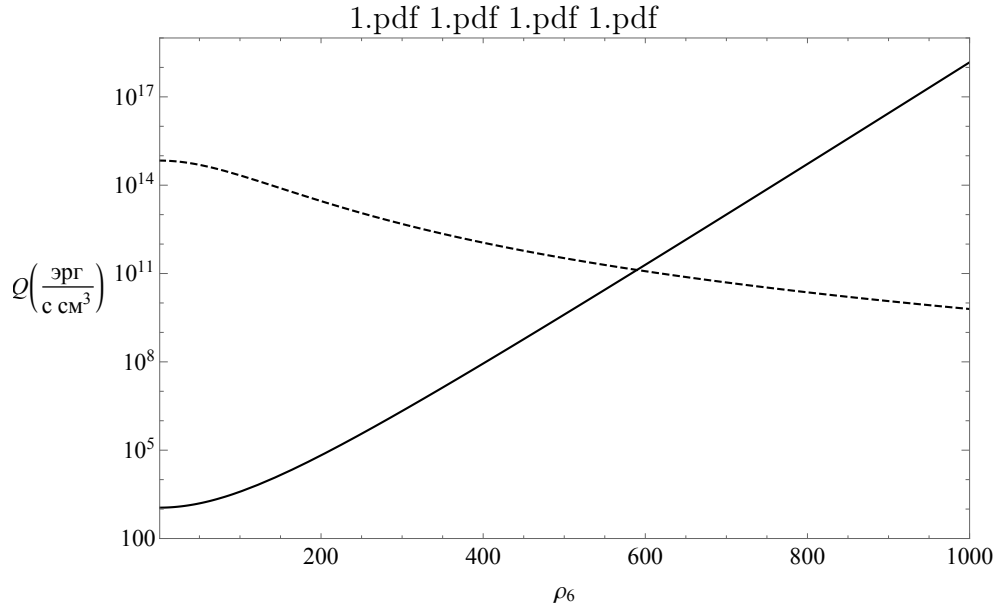


Рис. 13: Зависимость светимости фотонейтринного процесса от плотности плазмы для значений параметров $B = 50B_e$ и $T = 10^9$ К. Сплошная линия соответствует светимости резонансного процесса, пунктирная – без учёта резонанса.

5 Резонанс на виртуальном фотоне

6 Затухание фотона в замагниченной плазме

Как было подчеркнуто в первой главе, в присутствии сильно замагниченной среды возможны изменения дисперсионных и поляризационных свойств фотонов. Этот факт может приводить к существенным изменениям кинематики процессов, в результате которых, например, становятся возможными такие реакции, как однофотонное рождение электрон-позитронной пары $\gamma \rightarrow e^+e^-$ или поглощение фотона $e^\pm\gamma \rightarrow e^\pm$, которые кинематически запрещены или подавлены в вакууме. С другой стороны, анализ кинематики этих реакций говорит о том, что они будут давать определенный вклад в процессы изменения состояния фотона как затухающей квантованной электромагнитной волны. Поэтому представляет отдельный интерес рассмотреть сам процесс затухания фотона за счет реакций поглощения фотона электроном (позитроном) $\gamma e^\pm \rightarrow e^\pm$ и рождения электрон-позитронных пар $\gamma \rightarrow e^+e^-$, которые являются важными в астрофизике замагниченных ней-

тронных звезд [102, 103].

Процесс рождения электрон-позитронной пары в магнитном поле в древесном приближении был рассмотрен в ряде работ (см., например, [37, 81, 104–106]). Однако, как подчеркивается в работе [37], факт наличия корневых сингулярностей в вероятности процесса $\gamma \rightarrow e^+e^-$ указывает на то, что эту величину, вообще говоря, нельзя интерпретировать как коэффициент затухания фотона вблизи их окрестности, соответствующих резонансным областям. Поэтому для решения этой задачи в работе [37] предлагалось определять коэффициент затухания фотона, решая уравнение дисперсии на втором римановом листе. Как было отмечено в работе [107], такой метод имеет ряд недостатков. Во-первых, решения с комплексными энергиями фотона находятся на нефизических римановых листах, количество которых вообще говоря бесконечно. Это приводит к возникновению бесконечного числа решений уравнения дисперсии как с положительными, так и с отрицательными значениями мнимой части энергии. Во-вторых, в данном методе в околороговой области предполагался экспоненциальный характер затухания электромагнитной волны, что, вообще говоря, согласно выводам авторов [107], не так. Поэтому в работе [107] для исследования временного затухания электромагнитной волны во внешнем магнитном поле был рассмотрен метод, который заключается в нахождении запаздывающего решения уравнения электромагнитного поля в присутствии внешнего источника с учетом поляризации вакуума во внешнем магнитном поле. С другой стороны, в работе [107] неэкспоненциальное затухание фотона рассматривалось в приближении сильного магнитного поля, когда все электроны и позитроны занимают основной уровень Ландау, однако в случае замагниченной плазмы таких исследований не проводилось, поскольку для астрофизических приложений наличие замагниченной среды является наиболее характерным фактором.

В данной главе рассматривается затухание фотона в сильно замагниченной плазме $\beta \gg T^2$ и нулевом химическом потенциале $\mu = 0$ посредством изменения его состояния за счет процессов $\gamma e^\pm \rightarrow e^\pm$, $\gamma \rightarrow e^+e^-$. Будет ис-

пользоваться метод, применяемый в теории поля при конечных температурах и в физике плазмы [108], развитый на случай сильного магнитного поля в [107] и адаптированный к ситуации сильно замагниченной плазмы.

6.1 Распространение фотона в замагниченной плазме

Для описания эволюции электромагнитной волны $\mathcal{A}_\alpha(x)$, где $x_\mu = (t, \mathbf{x})$, во времени воспользуемся методикой, подробно изложенной в [107] для случая магнитного поля. Данная методика заключается в определении реакции системы ($\mathcal{A}_\alpha(x)$ и замагниченной плазмы) на внешний источник [109], создающий начальное состояние, который адиабатически включается при $t = -\infty$ и в момент времени $t = 0$ выключается. При $t > 0$ электромагнитная волна в плазме будет эволюционировать самостоятельно. Для простоты будем рассматривать эволюцию монохроматической волны, поэтому функцию источника удобно выбрать в том же виде, что и для сильного магнитного поля:

$$\mathcal{J}_\alpha(x) = j_\alpha e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} e^{\varepsilon t} \theta(-t), \quad \varepsilon \rightarrow 0^+, \quad (110)$$

где $j_\alpha = (0, \mathbf{j})$, $\mathbf{j} \cdot \mathbf{k} = 0$ – закон сохранения тока. Вообще говоря, в замагниченной плазме из-за наличия анизотропии решение задачи о распространении фотона под произвольным углом к магнитному полю представляет значительные трудности. Поэтому в качестве упрощения рассмотрим частный случай, когда фотоны распространяются поперек магнитного поля так, что $k_z = 0$. Зависимость $\mathcal{A}_\alpha(x)$ от времени определяется уравнением

$$(g_{\alpha\beta} \partial_\mu^2 - \partial_\alpha \partial_\beta) \mathcal{A}_\beta(x) + \int d^4x' \mathcal{P}_{\alpha\beta}(x - x') \mathcal{A}_\beta(x') = \mathcal{J}_\alpha(x), \quad (111)$$

где $\mathcal{P}_{\alpha\beta}(x - x')$ – поляризационный оператор фотона в магнитном поле и плазме. $q^\mu = (q_0, \mathbf{k})$ – 4-вектор импульса фотона.

Запаздывающее решение уравнения (111) можно представить в следующем виде:

$$\mathcal{A}_\alpha(x) = \int d^4x' G_{\alpha\beta}^R(x - x') \mathcal{J}_\beta(x'), \quad (112)$$

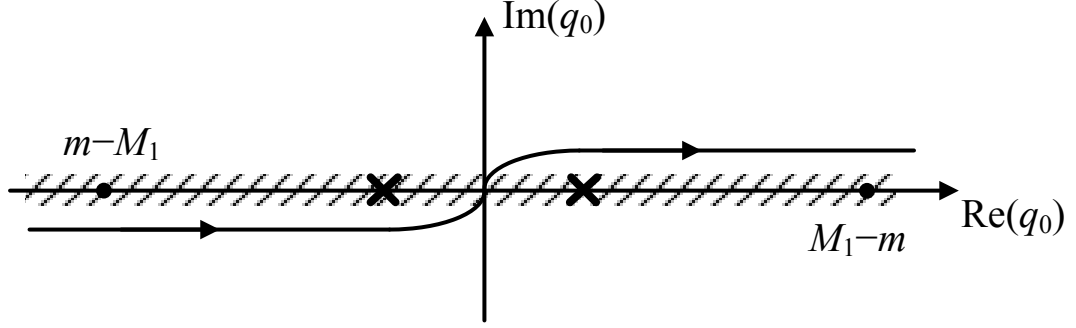


Рис. 14: Контур интегрирования по q_0 в (121) для моды 1. Штрихами показана область неустойчивости фотона. Крестиком обозначен полюс, соответствующий $q_0 = \omega$ – вещественному собственному значению поляризационного оператора, точками обозначены полюса.

где $G_{\alpha\beta}^R(x - x')$ – запаздывающая функция Грина (см., например [110]).

Следуя работе [107], аналогично процессу затухания в магнитном поле воспользуемся следующим соотношением между запаздывающей $G_{\alpha\beta}^R(x - x')$ и причинной $G_{\alpha\beta}^C(x - x')$ функциями Грина:

$$G_{\alpha\beta}^R(x - x') = 2\text{Re} [G_{\alpha\beta}^C(x - x')] \theta(t - t'). \quad (113)$$

Аналогично магнитному полю разложим функцию Грина по собственным векторам $r_{\alpha}^{(\lambda)}$ поляризационного оператора в замагниченной плазме (см. приложение ??):

$$G_{\alpha\beta}^C(x) = \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} G_{\alpha\beta}^C(q) e^{-iqx}, \quad (114)$$

$$G_{\alpha\beta}^C(q) = \sum_{\lambda=1}^3 \frac{r_{\alpha}^{(\lambda)} r_{\beta}^{(\lambda)}}{(r^{(\lambda)})^2} \cdot \frac{1}{q^2 - \mathcal{P}^{(\lambda)}(q)}, \quad (115)$$

где $\mathcal{P}^{(\lambda)}(q)$ – собственные значения поляризационного оператора в замагниченной плазме.

Далее, подставляя выражение (112) в (111) с учетом (113)–(115), получим

следующий результат:

$$\mathcal{A}_\alpha(x) = 2e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} \text{Re} \sum_{\lambda=1}^3 \int \frac{dq_0}{2\pi i} \frac{r_\alpha^{(\lambda)}(r^{(\lambda)}j)}{(r^{(\lambda)})^2} \frac{e^{-iq_0 t}}{(q_0 - i\varepsilon)(q_0^2 - \mathbf{k}^2 - \mathcal{P}^{(\lambda)}(q))}. \quad (116)$$

Как было отмечено в главе 1 и показано в приложении ??, в случае сильно замагниченной плазмы $\beta \gg T^2$ и $\mu = 0$ собственные вектора поляризационного оператора фотона приближенно будут такими же, как и в чистом магнитном поле, поэтому перепишем (117) в виде:

$$\mathcal{A}_\alpha(x) = 2e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} \text{Re} \sum_{\lambda=1}^3 \int \frac{dq_0}{2\pi i} \frac{\varepsilon_\alpha^{(\lambda)}(\varepsilon^{(\lambda)}j)}{(\varepsilon^{(\lambda)})^2} \frac{e^{-iq_0 t}}{(q_0 - i\varepsilon)(q_0^2 - \mathbf{k}^2 - \mathcal{P}^{(\lambda)}(q))}. \quad (117)$$

В силу линейного характера уравнения (111), решение (117) для двух возможных поляризаций можно представить в виде:

$$\mathcal{A}_\alpha(x) = \mathcal{A}_\alpha^{(1)}(x) + \mathcal{A}_\alpha^{(2)}(x), \quad (118)$$

где

$$\mathcal{A}_\alpha^{(\lambda)}(x) = V_\alpha^{(\lambda)}(0, \mathbf{x}) \text{Re} F^{(\lambda)}(t), \quad (119)$$

$$V_\alpha^{(\lambda)}(0, \mathbf{x}) = 2e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} \varepsilon_\alpha^{(\lambda)}(\varepsilon^{(\lambda)}j). \quad (120)$$

Как следует из (118) и (117) характер распространения фотона в сильно замагниченной плазме будет полностью определяться функцией $F^{(\lambda)}(t)$, которую удобно представить в виде Фурье-интеграла

$$F^{(\lambda)}(t) = \int_C \frac{dq_0}{2\pi i} \frac{e^{-iq_0 t}}{(q_0 - i\varepsilon)(q_0^2 - \mathbf{k}^2 - \mathcal{P}^{(\lambda)}(q))}. \quad (121)$$

Контур интегрирования C определяется согласно аналитическим свойствам подынтегрального выражения. В частности, в точке $q_0 = \omega$ подынтегральное выражение (121) имеет полюс, который соответствует уравнению дисперсии:

$$\omega^2 - \mathbf{k}^2 - \mathcal{P}^{(\lambda)}(q) = 0. \quad (122)$$

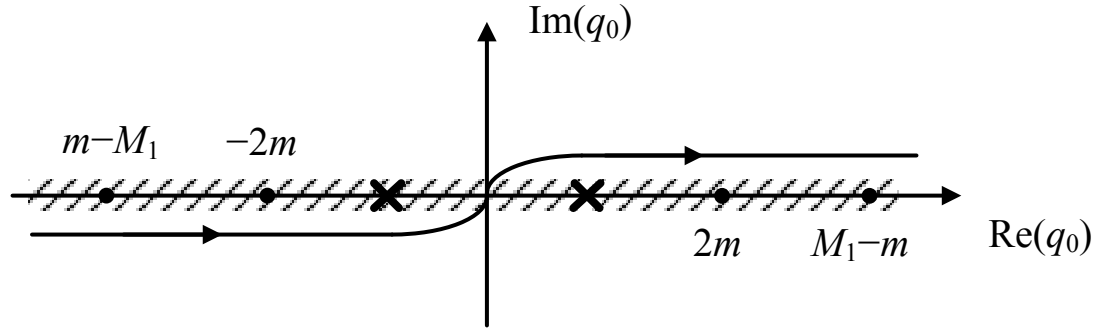


Рис. 15: Контур интегрирования по q_0 в (121) для моды 2. Штрихами показана область неустойчивости фотона. Крестиком обозначен полюс, соответствующий $q_0 = \omega$ – вещественному собственному значению поляризационного оператора.

С другой стороны, как было показано в работе [107], собственные значения поляризационного оператора как в магнитном поле, так и в замагниченной плазме помимо полюсов $q_{\parallel}^2 = (M_n \pm M_{\ell})^2$, отмеченных в главе 1 настоящей диссертации, также имеют разрезy, которые связаны с распадом фотона на e^+e^- -пару и переходом электрона на другие уровни Ландау, т. е. соответствуют областям неустойчивости фотона (см. рис. 14 и 15). С учетом этих особенностей контур интегрирования может быть определен, как показано на рис. 14 и 15.

Следует отметить, что в сильно замагниченной плазме в кинематической области $q_0 < 2m$ мнимая часть поляризационного оператора для обеих мод пренебрежимо мала по сравнению с реальной частью (влияние резонансов отсутствует), поэтому для удобства контур интегрирования как для фотона моды 1, так и для фотона моды 2 можно преобразовать согласно рис. 16. Таким образом, интеграл (121) можно представить в виде двух слагаемых

$$F^{(\lambda)}(t) = F_{pole}^{(\lambda)}(t) + F_{cut}^{(\lambda)}(t), \quad (123)$$

первое из которых определяется вычетом в точке $q_0 = \omega$, являющейся решением уравнения дисперсии $q^2 - \mathcal{P}^{(\lambda)}(q) = 0$ в кинематической области, где собственное значение поляризационного оператора фотона $\mathcal{P}^{(\lambda)}(q)$ – вещественно.

Второе слагаемое определяет зависимость потенциалов $\mathcal{A}_{\alpha}^{(\lambda)}(x)$ от времени

в области $q_0 > 2m$ и имеет вид фурье-интеграла:

$$F_{cut}^{(\lambda)}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq_0}{2\pi} F_{cut}^{(\lambda)}(q_0) e^{-iq_0 t}, \quad (124)$$

$$F_{cut}^{(\lambda)}(q_0) \simeq \frac{2\theta(q_0 - 2m) I^{(\lambda)}}{q_0 ([q_0^2 - \mathbf{k}^2 - R^{(\lambda)}]^2 + [I^{(\lambda)}]^2)}, \quad (125)$$

где $R \equiv \text{Re}\mathcal{P}^{(\lambda)}(q_0)$ – реальная, $I \equiv -\text{Im}\mathcal{P}^{(\lambda)}(q_0 + i\varepsilon)$ – мнимая части поляри-
зационного оператора фотона в замагниченной плазме.

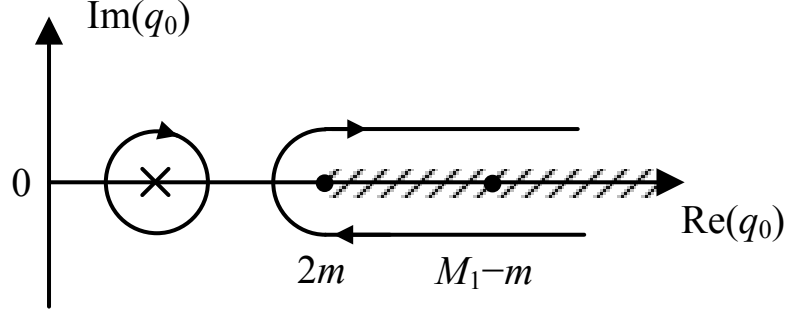


Рис. 16: Контур интегрирования по q_0 в (124) для мод $\lambda = 1, 2$. Штриховой линией показана область, где мнимая часть поляризационного оператора двух возможных мод $\lambda = 1, 2$ существенна. Остальные обозначения аналогичны рис. 15.

Мнимая часть поляризационного оператора может быть получена из коэффициента поглощения фотона и представлена в следующем виде:

$$W_{abs}^{(\lambda)} = W_{\gamma^{(\lambda)} \rightarrow e^+ e^-} + W_{\gamma^{(\lambda)} e^\pm \rightarrow e^\pm} . \quad (126)$$

где $W_{\gamma^{(\lambda)} \rightarrow e^+ e^-}$ – коэффициент поглощения фотона в процессе однофотонного рождения электрон-позитронной пары, $W_{\gamma^{(\lambda)} e^\pm \rightarrow e^\pm}$ – коэффициент поглощения фотона в процессе поглощения фотона электроном.

С учетом процессов излучения фотонов, (126) может быть представлена в следующей форме (см., например, [36, 37, 76]):

$$I^{(\lambda)} = \text{Im} \mathcal{P}^{(\lambda)} = -2q_0 [1 - \exp(-q_0/T)] W_{abs}^{(\lambda)} . \quad (127)$$

Значения $W_{\gamma^{(1)} \rightarrow e^+ e^-}$ могут быть получены из (80) с использованием перекрестной симметрии:

$$W_{\gamma^{(1)} \rightarrow e^+ e^-} = \frac{\alpha\beta}{q_0} \sum_{\ell, \ell'=0}^{\infty} \frac{[1 - f_{E_\ell}][1 - f_{q_0 - E_\ell}]}{\sqrt{(M_{\ell'}^2 - M_\ell^2 - q_0^2)^2 - 4q_0^2 M_\ell^2}} \times \\ \times \left\{ (2\beta(\ell' + \ell) - q_0^2) (\mathcal{I}_{\ell', \ell-1}^2 + \mathcal{I}_{\ell'-1, \ell}^2) - 8\beta\sqrt{\ell n} \mathcal{I}_{\ell', \ell} \mathcal{I}_{\ell'-1, \ell-1} \right\} , \quad (128)$$

где $\mathcal{I}_{n, \ell} \equiv \mathcal{I}_{n, \ell}(\frac{q_1^2}{2\beta})$.

Из (128) следует, что для фотона моды 1 коэффициент поглощения для процесса рождения электрон-позитронной пары на уровнях Ландау $\ell = \ell' = 0$ равен нулю. Для фотона моды 2 из (132) получим:

$$W_{\gamma^{(2)} \rightarrow e^+ e^-} = \frac{\alpha\beta}{q_0} \sum_{\ell, \ell'=0}^{\infty} \frac{[1 - f_{E_\ell}][1 - f_{q_0 - E_\ell}]}{\sqrt{(M_{\ell'}^2 - M_\ell^2 - q_0^2)^2 - 4q_0^2 M_\ell^2}} \times \\ \times \left\{ \left(\frac{[2\beta(\ell' - \ell')]^2}{q_0^2} - 2\beta(\ell + \ell') - 4m^2 \right) (\mathcal{I}_{\ell', \ell}^2 + \mathcal{I}_{\ell'-1, \ell-1}^2) - 8\beta\sqrt{\ell\ell'} \mathcal{I}_{\ell', \ell} \mathcal{I}_{\ell'-1, \ell-1} \right\}. \quad (129)$$

Реальная часть поляризационного оператора может быть восстановлена по его мнимой части с помощью дисперсионного соотношения с одним вычитанием:

$$R^{(\lambda)} = \text{Re}\mathcal{P}^{(\lambda)}(t) = \int_0^\infty \frac{\text{Im}(\mathcal{P}^{(\lambda)}(t')) dt'}{t' - t - i0} - \text{Re}\mathcal{P}^{(\lambda)}(0), \quad t = q_0^2. \quad (130)$$

В общем случае произвольных уровней Ландау ℓ и ℓ' задача о вычислении $\text{Re}\mathcal{P}^{(\lambda)}(t)$ выглядит очень громоздко, поэтому в сильно замагниченной плазме можно ограничиться вкладом только первых двух уровней Ландау, которые для области $q_0 > 2m$ будут выглядеть следующим образом:

$$W_{\gamma^{(1)} e \rightarrow e} \simeq \frac{\alpha\beta}{q_0} \frac{f_{E_0}(1 - f_{E_0+q_0})}{\sqrt{(2\beta - q_0^2)^2 - 4q_0^2 m^2}} (2\beta - q_0^2) e^{-\frac{q_0^2}{2\beta}}, \quad (131)$$

$$W_{\gamma^{(2)} e \rightarrow e} \simeq \frac{\alpha\beta}{q_0} \frac{f_{E_0}(1 - f_{E_1+q_0})}{\sqrt{(2\beta - q_0^2)^2 - 4q_0^2 m^2}} \left(\frac{4\beta^2}{q_0^2} - 2\beta - 4m^2 \right) \frac{q_0^2}{2\beta} e^{\frac{q_0^2}{2\beta}}, \quad (132)$$

$$W_{\gamma^{(2)} \rightarrow e^+ e^-} \simeq \frac{\alpha\beta}{q_0} e^{\frac{q_0^2}{2\beta}} \left\{ \frac{(1 - f_{E_0})(1 - f_{q_0 - E_0})}{q_0 \sqrt{q_0^2 - 4m^2}} (-4m^2) + \right. \\ \left. + \frac{q_0^2}{\beta} \frac{(1 - f_{E_0})(1 - f_{q_0 - E_1})}{\sqrt{(2\beta - q_0^2)^2 - 4q_0^2 m^2}} \left(\frac{4\beta^2}{q_0^2} - 2\beta - 4m^2 \right) \right\}, \quad (133)$$

где

$$E_n = \frac{1}{2q_0} |2\beta n - q_0^2|.$$

В результате выражения для мнимой и действительной частей поляри-
зационного оператора для фотонов моды 1 и моды 2 с учетом (127–133) и
магнитного поля при условии $q_0^2 > 4m^2$ удобно представить следующим об-
разом:

$$I^{(1)} = 2\alpha\beta \exp \left[-\frac{q_{\perp}^2}{2\beta} \right] \frac{(2\beta - q_0^2) f_{E_0} (1 - f_{E_0+q_0}) (1 - \exp[q_0/T])}{\sqrt{((M_1 - m)^2 - q_0^2) ((M_1 + m)^2 - q_0^2)}} \quad (134)$$

$$\begin{aligned} R^{(1)} = & -\frac{\alpha\beta}{2\pi} \exp \left[\frac{-q_{\perp}^2}{2\beta} \right] \left(\frac{M_1^2 - m^2 - q_0^2}{\sqrt{((M_1 + m)^2 - q_0^2)((M_1 - m)^2 - q_0^2)}} \times \right. \\ & \times \ln \left[\frac{\sqrt{(M_1 + m)^2 - q_0^2} + \sqrt{(M_1 - m)^2 - q_0^2}}{2\sqrt{M_1 m}} \right] - \ln \left[\frac{M_1^2}{m^2} \right] \Big) - \\ & - \frac{\alpha\beta q_0^2 m^2}{2\pi} \exp \left[-\frac{q_{\perp}^2}{2\beta} \right] \int_0^\infty \frac{dz}{\exp \left[\frac{m}{T} \sqrt{z^2 + 1} \right] + 1} \times \\ & \times \frac{\sqrt{z^2 + 1}}{(M_1^2 - m^2 - q_0^2)^2 - 4m^2 q_0^2 (z^2 + 1)}, \end{aligned} \quad (135)$$

$$\begin{aligned} I^{(2)} = & -2\alpha\beta \left(1 - \exp \left[\frac{-q_0}{T} \right] \right) \exp \left[\frac{-q_{\perp}^2}{2\beta} \right] \left\{ \frac{(1 - f_{E_0})(1 - f_{q_0-E_0})}{q_0 \sqrt{q_0^2 - 4m^2}} (-4m^2) + \right. \\ & + \frac{q_0^2}{\beta} \frac{4\beta^2/q_0^2 - 2\beta - 4m^2}{\sqrt{((M_1 + m)^2 - q_0^2)((M_1 - m)^2 - q_0^2)}} \times \\ & \times \left[(1 - f_{E_0})(1 - f_{q_0-E_1}) + \frac{1}{2} f_{E_0} (1 - f_{E_1+q_0}) \right] \Big\}, \end{aligned} \quad (136)$$

$$\begin{aligned}
R^{(2)} = & \frac{\alpha\beta}{2\pi} \exp\left[-\frac{q_{\perp}^2}{2\beta}\right] \left(\frac{4m^2}{\sqrt{q_0^2(q_0^2 - 4m^2)}} \ln \left[\frac{\sqrt{q_0^2} + \sqrt{q_0^2 - 4m^2}}{4m^2} \right] + 1 \right) + \\
& + \frac{\alpha}{16\pi} q_{\perp}^2 \exp\left[-\frac{q_{\perp}^2}{2\beta}\right] \left(\frac{4m^2 + 2\beta + \frac{4\beta^2}{q_0^2}}{\sqrt{((M_1 - m)^2 - q_0^2)((M_1 - m)^2 - q_0^2)}} \times \right. \\
& \times \ln \left[\frac{\sqrt{(M_1 + m)^2 - q_0^2} + \sqrt{(M_1 - m)^2 - q_0^2}}{2(m^4 + 2\beta m^2)^{1/4}} \right] + \\
& + \frac{1}{2} \left(\frac{m^2}{\beta} - \frac{2\beta}{q_0^2} \right) \ln \left[\frac{m^2 + 2\beta}{m^2} \right] + 1 \Big) - \frac{4\alpha\beta m^2}{\pi} \exp\left[-\frac{q_{\perp}^2}{2\beta}\right] \times \\
& \times \int_0^{\infty} \frac{1}{\sqrt{1+z^2}} \frac{1}{\exp\left[\frac{m}{T} \sqrt{(1+z^2)}\right] + 1} \left(\frac{1}{q_0^2 - 4m^2(1+z^2)} + \right. \\
& \left. + \frac{q_0^2}{\beta} \frac{2\beta z^2 + q_0^2}{(2\beta - q_0^2)^2 - m^2(1+z^2)q_0^2} \right) dz.
\end{aligned} \tag{137}$$

Следует отметить, что в поставленной задаче рассматриваются процессы только до второго циклотронного резонанса $q_0 = M_1 - m$, поэтому те же процессы с другими уровнями Ландау вклада не дают.

Выражения (124)-(126) с учетом (130) решают задачу о нахождении временной зависимости волновой функции фотона в присутствии сильно замагниченной плазмы.

Временную часть волновой функции фотона $F(t)$ можно представить в виде затухающих колебаний для мод $\lambda = 1, 2$:

$$F^{(\lambda)}(t) \sim F_A^{(\lambda)}(t) \cos(\omega^{(\lambda)}t + \phi_0) \tag{138}$$

где $F_A^{(\lambda)}(t)$ – амплитуда колебаний, временная зависимость которой определяет характер затухания волновой функции, $\omega^{(\lambda)}$ – эффективная частота. В работе [37] предполагался экспоненциальный характер затухания с декрементом затухания, равным мнимой части энергии фотона, полученным из решения уравнения дисперсии на втором римановом листе. Анализ аналитических свойств фурье-образа $F_{cut}^{(\lambda)}(q_0)$ показывает, что характер временного затухания волновой функции в общем случае является неэкспоненциальным. Тем не

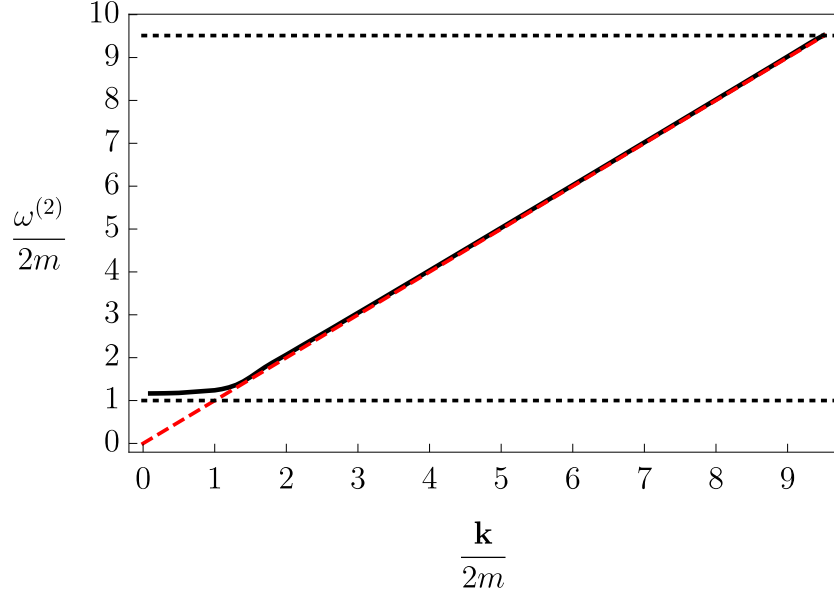


Рис. 17: Дисперсия фотона моды 2 в области неустойчивости, связанной с процессами распада на e^+e^- пару и поглощения $e_0\gamma^{(2)} \rightarrow e_1$, представлена сплошной линией при магнитном поле $B = 200B_e$ и $T = 1$ МэВ. Штриховая линия соответствует вакуумному закону дисперсии. Пунктирные линии обозначают пороги $\omega^{(2)} = 2m$ и $\omega^{(2)} = M_1 - m$.

менее на протяжении некоторого характерного отрезка времени ($\sim [W_{abs}^{(\lambda)}]^{-1}$) зависимость волновой функции от времени можно приближенно описать как экспоненциально затухающие гармонические колебания:

$$\mathcal{A}_\mu^{(\lambda)}(t) \sim e^{-\gamma_{\text{eff}}^{(\lambda)} t/2} \cos(\omega^{(\lambda)} t + \phi_0). \quad (139)$$

Здесь $\omega^{(\lambda)}$ и $\gamma_{\text{eff}}^{(\lambda)}$ – эффективная частота и коэффициент поглощения фотона моды λ соответственно, которые должны быть найдены с использованием (124)–(126) для каждого значения импульса \mathbf{k} , что определяет эффективный закон дисперсии фотона в области его неустойчивости (см. рис. 18 и 17).

6.2 Численный анализ

Рис. 18 и 17 демонстрируют законы дисперсии фотонов моды 1 и моды 2 в сильно замагниченной плазме при температуре $T = 1$ МэВ и магнитном поле $B = 200B_e$ в области их неустойчивости. Из представленных результатов следует, что закон дисперсии для фотона моды 1 в области неустойчивости незначительно отличается от вакуумного закона дисперсии (см. рис. 18). С

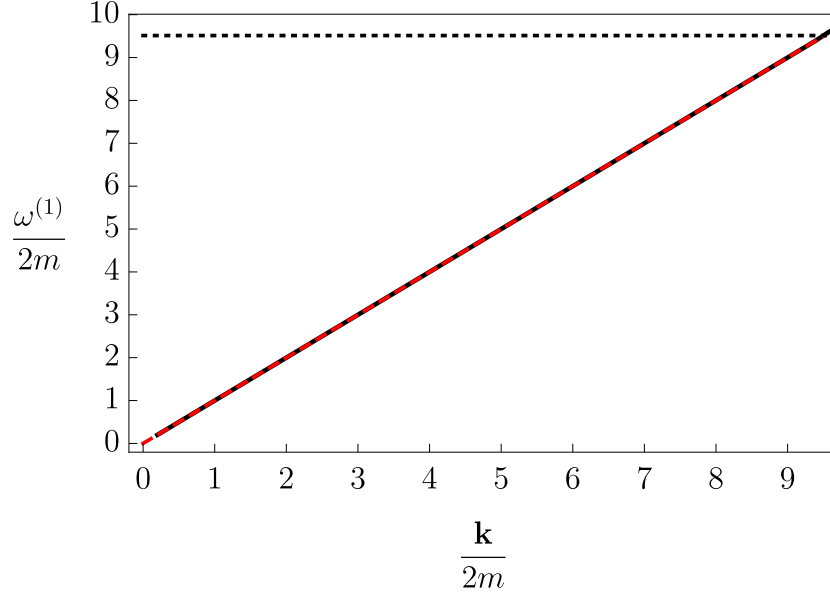


Рис. 18: Дисперсия фотона моды 1 в области неустойчивости, связанной с процессом поглощения $e_0\gamma^{(1)} \rightarrow e_1$ представлена при магнитном поле $B = 200B_e$ и $T = 1$ МэВ. Пунктирная линия обозначает порог $\omega^{(1)} = M_1 - m$

другой стороны, дисперсионная кривая фотона моды 2 значительно отличается от вакуумной вблизи порога $\omega^{(2)} = 4m$ и в малой окрестности порога $\omega^{(2)} = M_1 - m$. Для построения дисперсионной кривой до следующего резонанса необходимо учитывать следующие уровни Ландау. При этом полученная картина дисперсионных кривых согласуется с анализом уравнения дисперсии, выполненного в работе [37].

Для астрофизических приложений полезно вычислить величину γ_{eff} , которая определяет интенсивность поглощения γ -квантов в замагниченной плазме за счет процессов $\gamma \rightarrow e^+e^-$ и $\gamma e^\pm \rightarrow e^\pm$. Обычно в астрофизике используют выражение для коэффициента поглощения, полученное на основе вероятности распада $\gamma \rightarrow e^+e^-$. Однако в околороговой области эти выражения содержат корневые сингулярности (см. например [111]), которые были отмечены во введении к данной главе.

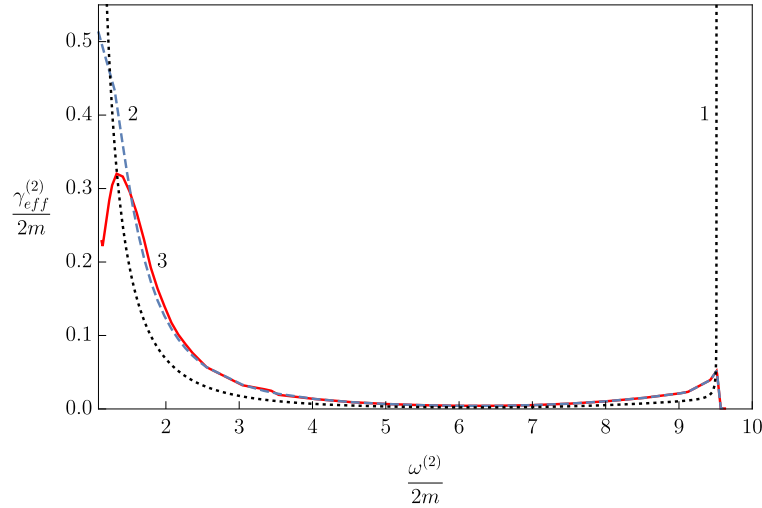


Рис. 19: Зависимость ширины распада фотона моды 2 от частоты в припороговых областях при $B = 200B_e$, $T = 1$ МэВ и $\mu = 0$. Линия 1 - коэффициент поглощения фотона $W_{abs}^{(1)}$, вычисленный в древесном приближении и содержащий корневые особенности; линия 2 - ширина распада, полученная из комплексного решения дисперсионного уравнения на втором римановом листе [6]; линия 3 соответствует ширине затухания $\gamma^{(1)}$, вычисленной на основе приближения (139).

Наш анализ показывает, (см. рис. 20 и 19), что вычисление коэффициента поглощения с учетом неэкспоненциального характера затухания приводит к конечному выражению для коэффициента поглощения фотона в окрестности резонансов $q_0 = (\sqrt{m^2 + 2\beta} - m)$ как для фотона моды 2, так и для фотона моды 1. Исходя из рис. 20 можно сделать вывод, что фотон моды 1 является квазистабильным в областях $q_0 < 7$ МэВ и $q_0 > (\sqrt{m^2 + 2\beta} - m) \simeq 9.5$ МэВ. С другой стороны, фотон неустойчив в области, близкой в окрестности резонансов $q_0 = (\sqrt{m^2 + 2\beta} - m)$. Фотон моды 2 можно считать квазиустойчивым в области $q_0 < 4m$ и $q_0 > (\sqrt{m^2 + 2\beta} - m)$. Коэффициент затухания фотона, полученный из результатов работы [37], является завышенным в околопороговой области по сравнению с результатами, полученными с помощью аппроксимации (139). Однако существует область энергий фотона ($2.5 \lesssim q_0 \lesssim 8.5$ МэВ для фотона моды 2 и $q_0 \lesssim 8.7$ МэВ для фотона моды 1), где коэффициенты поглощения, полученные из результатов работы [37] и с помощью аппроксимации (139) совпадают.

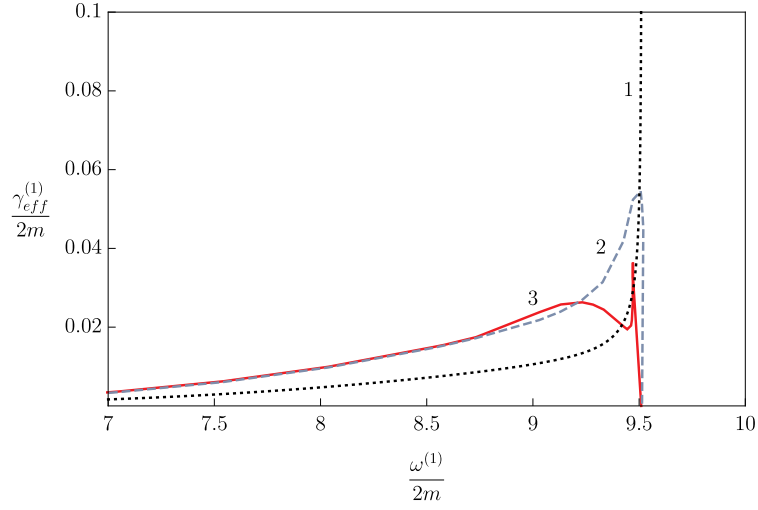


Рис. 20: Зависимость ширины распада фотона моды 1 от частоты в припороговых областях при $B = 200B_e$, $T = 1$ МэВ и $\mu = 0$. Линия 1 - коэффициент поглощения фотона $W_{abs}^{(1)}$, вычисленный в древесном приближении и содержащий корневые особенности; линия 2 - ширина распада, полученная из комплексного решения дисперсионного уравнения на втором римановом листе [6]; линия 3 соответствует ширине затухания $\gamma^{(1)}$, вычисленной на основе приближения (139).

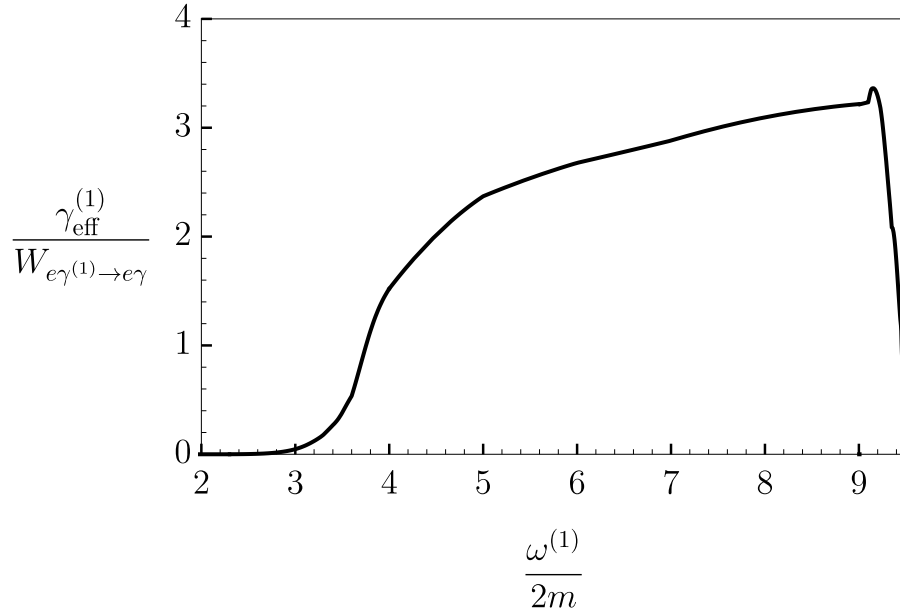


Рис. 21: Отношение коэффициента затухания фотона $\gamma_{eff}^{(1)}$ к коэффициенту поглощения фотона в процессе $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma$ при $B = 200B_e$ и $T = 1$ МэВ

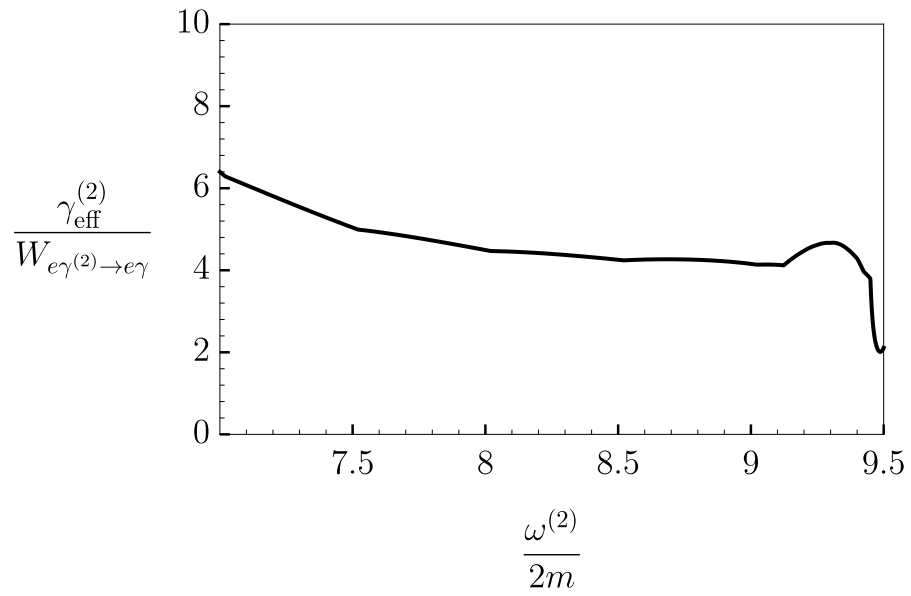


Рис. 22: Отношение коэффициента затухания фотона $\gamma_{\text{eff}}^{(2)}$ к коэффициенту поглощения фотона в процессе $e\gamma^{(2)} \rightarrow e\gamma$ при $B = 200B_e$ и $T = 1$ МэВ

На основе полученных результатов представляет интерес рассмотреть задачу о возможности формирования комптоновского процесса при условии затухания фотона. Для этого удобно вычислить отношение коэффициента затухания фотона к коэффициенту поглощения фотона $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma$ (см. рис. 21), полученном в главе 2 и который определяет время его формирования. Как видно из рисунка 21, комптоновский процесс, несмотря на малый фактор α , успевает формироваться при энергиях фотона $\omega \lesssim 3$ МэВ. Для фотона моды 2 комптоновский процесс формируется только в области энергий фотона $\omega \lesssim 1$ МэВ. В области энергий $\omega > 3$ МэВ для моды 1 и $\omega > 1$ МэВ фотоны будут эффективно затухать, и комптоновский процесс, по-видимому, не успевает сформироваться. Для моды 2 (см. рис. 22) даже с учетом области квазистабильности (вдали от порогов), комптоновский процесс будет формироваться только при энергиях фотона $\omega < 1$ МэВ.

Таким образом, коэффициенты поглощения фотона в комптоновском процессе для двух возможных каналов рассеяния $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(1)}$ и $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(2)}$, несмотря на резонансный характер, целесообразно рассматривать лишь вдали от циклотронных резонансов, поэтому для анализа комптоновского процесса при высоких температурах $T \simeq 1$ МэВ и магнитных полях $B = 200B_e$ достаточно использовать разложение по обратным степеням напряженности магнитного поля [45]. Каналы же рассеяния $e\gamma^{(2)} \rightarrow e\gamma^{(1)}$ и $e\gamma^{(2)} \rightarrow e\gamma^{(2)}$ в области резонанса рассматривать нецелесообразно, так как комптоновский процесс не успевает сформироваться для энергий фотона $\omega \gtrsim 2m$.

6.3 Выводы

Исследован процесс распространения квантованной электромагнитной волны в сильно замагниченной, зарядово-симметричной плазме. С учетом изменения дисперсионных свойств фотона в магнитном поле и плазме было установлено, что, аналогично случаю чистого магнитного поля процесс затухания фотона в замагниченной плазме имеет неэкспоненциальный характер.

Для характерного отрезка времени $\sim [W_{abs}^{(\lambda)}]^{-1}$ была использована аппроксимация экспоненциально затухающими колебаниями. В этом случае было показано, что коэффициент поглощения фотона в околопороговой области меньше по сравнению с известными в литературе результатами. Также, следуя данной аппроксимации, были построены дисперсионные кривые, которые и для моды 1, и для моды 2 близки к вакуумным кривым, за исключением околопороговых областей. Полученные результаты согласуются с выводами работы [37].

Для определения характера затухания фотона необходимо выполнить более детальный анализ временной зависимости амплитуды $F_A(t)$ колебаний, входящей в уравнение (138). Кроме того, был выполнен анализ возможности формирования комптоновского процесса в условиях неустойчивости фотона за счет процесса поглощения электроном $e^\pm\gamma \rightarrow e^\pm$ и распада на электрон-позитронную пару $\gamma \rightarrow e^+e^-$. Несмотря на малый фактор α , комптоновский процесс преобладает над процессами распада и поглощения в области низких энергий фотона ($\omega < 3$ МэВ при $T = 1$ МэВ и $B = 200B_e$). С другой стороны, даже с учетом резонанса на виртуальном электроне, фотоны как моды 1, так и моды 2 в пределе сильного магнитного поля $B = 200B_e$ и температуре $T = 1$ МэВ эффективно затухают в резонансной области.

7 Заключение

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 Alfvén 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] Соколов . ., Тернов . . Синхротронное излучение. М.: Наука, 1966. 228 с.
- [5] Кузнецов . ., Михеев . . Взаимодействие нейтрино с сильно замагниченной электрон-позитронной плазмой // ЖЭТФ. 2000. Т. 118, № 4. С. 863–876.
- [6] Бисноватый-Коган . ., Чечеткин . . Неравновесные оболочки нейтронных звезд, их роль в поддержании рентгеновского излучения и нуклеосинтезе // Усп. физ. наук. 1979. Т. 127, № 2. С. 263–296.
- [7] 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.
- [8] 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.
- [9] 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.

- [10] 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.
- [11] 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.
- [12] Olausen S. A., Kaspi V. M. The McGill magnetar catalog // *Astrophys. J. Suppl.* 2014. Vol. 212, no. 1. P. 6.
- [13] Kuznetsov A., Mikheev N. Electroweak processes in external active media. 2013. Vol. 252. P. pp 1–271.
- [14] Melrose D. B., Parle A. J. Quantum electrodynamics in strong magnetic fields. I Electron States // *Aust. J. Phys.* 1983. Vol. 36. P. 755–774.
- [15] Соколов . ., Тернов . . Релятивистский электрон. Москва: Наука, 1983. 304 с.
- [16] Kuznetsov A. V., Mikheev N. V. Electroweak processes in external electromagnetic fields. New York: Springer-Verlag, 2003. 120 p.
- [17] 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.
- [18] 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).
- [19] Johnson M. H., Lippmann B. A. Motion in a constant magnetic field // *Physical Review.* 1949. Vol. 76, no. 6. P. 828–832.
- [20] Пескин ., Шредер . Введение в квантовую теорию поля. Ижевск: РХД, 2001. 784 с.

- [21] Ландау . ., Лифшиц . . 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 . ., Рыжик . . 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 . . 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 . ., Вшивцев . ., Жуковский . ., Эминов . . Фотоны и лептоны во внешних полях при конечных температуре и плотности // УФН. 1997. Т. 167, № 3. С. 241–267.
- [35] Жуковский . ., Мидодашвили . ., Эминов . . Мнимая часть массового оператора электрона в постоянном поле при конечной температуре и плотности // ЖЭТФ. 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 . . 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 . ., Шабад А. Е. Функция Грина фотона в постоянном однородном электромагнитном поле общего вида // ЖЭТФ. 1971. Т. 60, № 3. С. 894–900.
- [40] Скобелев . . Поляризационный оператор фотона в сверхсильном магнитном поле // Изв. вузов. Физика. 1975. № 10. С. 142–143.
- [41] Перес Рохас . 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 . ., Румянцев . ., Чистяков . . Фоторождение нейтрино на электро-не в плотной замагниченной среде // ЖЭТФ. 2014. Т. 146, № 2. С. 289–296.
- [44] Peres Rojas H., Shabad A. E. Polarization of relativistic electron and positron gas in a strong magnetic field. Propagation of electromagnetic waves // Ann. Phys. (N.Y.). 1979. Vol. 121, no. 2. P. 432–464.
- [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 . ., Чистяков . . Влияние сильно замагниченной плазмы на процесс расщепления фотона // ЖЭТФ. 2005. Т. 128, № 4. С. 740–751.
- [49] Trümper J., Pietsch W., Reppin C. et al. Evidence for strong cyclotron line emission in the hard X-ray spectrum of Hercules X-1 // Astrophys. J. 1978. Vol. 219. P. L105–L110.
- [50] Makishima K., Mihara T., Ishida M., et al. Discovery of a prominent cyclotron absorption feature from the transient X-ray pulsar X0331 + 53 // Astrophys. J. Lett. 1990. Vol. 365. P. L59–L62.

- [51] Grove J. E., Strickman M. S., Johnson W. N., et al. The soft gamma-ray spectrum of A0535+26: Detection of an absorption feature at 110 keV by OSSE // *Astrophys. J. Lett.* 1995. Vol. 438. P. L25–L28.
- [52] Mihara T., Makishima K., Ohashi T. et al. New observations of the cyclotron absorption feature in Hercules X–1 // *Nature*. 1990. Vol. 346. P. 250–252.
- [53] Canuto V., Lodenquai J., Ruderman M. Thomson Scattering in a Strong Magnetic Field // *Phys. Rev. D*. 1971. Vol. 3. P. 2303–2308.
- [54] Гнедин . ., Сюняев . . Рассеяние излучения на тепловых электронах в магнитном поле // *Журн. эксперим. и теор. физ.* 1973. Т. 65, № 1. С. 102.
- [55] Borner G., Mészáros P. Classical calculation of Thomson cross-sections in the presence of a strong magnetic field // *Plasma Phys.* 1979. Vol. 21, no. 4. P. 357.
- [56] Ventura J. Scattering of light in a strongly magnetized plasma // *Phys. Rev.* 1979. Vol. D19. P. 1684–1695.
- [57] Herold H. Compton and Thomson scattering in strong magnetic fields // *Phys. Rev.* 1979. Vol. D19. P. 2868.
- [58] Melrose D. B., Parle A. J. Quantum Electrodynamics in Strong Magnetic Fields III. Electron-photon interactions // *Aust. J. Phys.* 1983. Vol. 36. P. 799.
- [59] Daugherty J. K., Harding A. K. Compton Scattering in Strong Magnetic Fields // *Astrophys. J.* 1986. Vol. 309. P. 362.
- [60] 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.

- [61] Özel F. Surface Emission Properties of Strongly Magnetic Neutron Stars // The Astrophysical Journal. 2001. Vol. 563, no. 1. P. 276.
- [62] Zavlin V. E., Pavlov G. G., Shibano Y. A. Model neutron star atmospheres with low magnetic fields. I. Atmospheres in radiative equilibrium. // A&A. 1996. Vol. 315. P. 141–152.
- [63] Alexander S. G., Meszaros P. Cyclotron Harmonics in Accreting Pulsars and Gamma-Ray Bursters: Effect of Two-Photon Processes // Astrophys. J. 1991. Vol. 372. P. 565.
- [64] Araya R. A., Harding A. K. Cyclotron Line Features from Near-critical Magnetic Fields: The Effect of Optical Depth and Plasma Geometry // Astrophys. J. 1999. Vol. 517, no. 1. P. 334–354.
- [65] Ho W. C. G., Lai D. Atmospheres and spectra of strongly magnetized neutron stars // MNRAS. 2001. Vol. 327, no. 4. P. 1081–1096.
- [66] Lyutikov M., Gavril F. P. Resonant cyclotron scattering and Comptonization in neutron star magnetospheres // MNRAS. 2006. Vol. 368, no. 2. P. 690–706.
- [67] Potekhin A. Y., Lai D., Chabrier G., Ho W. C. G. Electromagnetic Polarization in Partially Ionized Plasmas with Strong Magnetic Fields and Neutron Star Atmosphere Models // Astrophys. J. 2004. Vol. 612, no. 2. P. 1034–1043.
- [68] Schönherr G., Wilms J., Kretschmar P. et al. A model for cyclotron resonance scattering features // A&A. 2007. Vol. 472, no. 2. P. 353–365.
- [69] Nishimura O. Formation Mechanism for Broad and Shallow Profiles of Cyclotron Lines in Accreting X-Ray Pulsars // Astrophys. J. 2008. Vol. 672, no. 2. P. 1127–1136.

- [70] Suleimanov V., Potekhin A. Y., Werner K. Models of magnetized neutron star atmospheres: thin atmospheres and partially ionized hydrogen atmospheres with vacuum polarization // *A&A*. 2009. Vol. 500, no. 2. P. 891–899.
- [71] Fernández R., Thompson C. Resonant Cyclotron Scattering in Three Dimensions and the Quiescent Nonthermal X-ray Emission of Magnetars // *Astrophys. J.* 2007. Vol. 660, no. 1. P. 615–640.
- [72] Nobili L., Turolla R., Zane S. X-ray spectra from magnetar candidates – II. Resonant cross-sections for electron–photon scattering in the relativistic regime // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2008. Vol. 389, no. 2. P. 989–1000.
- [73] Wadiasingh Z., Baring M. G., Gonthier P. L., Harding A. K. Resonant Inverse Compton Scattering Spectra from Highly-magnetized Neutron Stars // *Astrophys. J.* 2018. Vol. 854, no. 2. P. 98.
- [74] Beloborodov A. M. On the Mechanism of Hard X-Ray Emission from Magnetars // *Astrophys. J.* 2013. Vol. 762, no. 1. P. 13.
- [75] Daugherty J. K., Harding A. K. Comptonization of Thermal Photons by Relativistic Electron Beams // *Astrophys. J.* 1989. Vol. 336. P. 861.
- [76] Румянцев . ., Шленев . ., Ярков . . Резонансы в комптоноподобных процессах рассеяния во внешней замагниченной среде // *ЖЭТФ*. 2017. Т. 152, № 3. С. 483–494.
- [77] 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.
- [78] Ландау . ., Лифшиц . ., Питаевский . Квантовая электродинамика. 4 изд. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2002. Т. 4. 720 с.

- [79] Schwarm F. W., Schönherr G., Falkner S. et al. Cyclotron resonant scattering feature simulations. I. Thermally averaged cyclotron scattering cross sections, mean free photon-path tables, and electron momentum sampling // *A&A*. 2017. Vol. 597. P. A3.
- [80] Pavlov G. G., Bezchastnov V. G., Meszaros P., Alexander S. G. Radiative widths and splitting of cyclotron lines in superstrong magnetic fields // *Astrophys. J.* 1991. Vol. 380. P. 541–549.
- [81] Клепиков . . Излучение фотонов и электрон-позитронных пар в магнитном поле // *ЖЭТФ*. 1954. Т. 26, № 1. С. 19–34.
- [82] Baier V. N., Katkov V. M. Pair creation by a photon in a strong magnetic field // *Phys. Rev.* 2007. Vol. D75, no. 7. P. 073009.
- [83] Schwarm F.-W. Monte Carlo Simulation of Cyclotron Lines in Strong Magnetic Fields - Theory and Application: Ph.D. thesis / Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg. 2017.
- [84] Daugherty J. K., Harding A. K. Compton scattering in strong magnetic fields // *Astrophys. J.* 1986. Vol. 309. P. 362–371.
- [85] Mushtukov A. A., Suleimanov V. F., Tsygankov S. S., Poutanen J. The critical accretion luminosity for magnetized neutron stars // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2015. Vol. 447, no. 2. P. 1847–1856.
- [86] Ritus V. I. Photoproduction of Neutrinos on Electrons and Neutrino Radiation from Stars // *JETP*. 1961. Vol. 41, no. 4. P. 1285–1293.
- [87] Chiu H.-Y., Stabler R. C. Emission of photoneutrinos and pair annihilation neutrinos from stars // *Phys. Rev.* 1961. Vol. 122. P. 1317–1322.
- [88] Beaudet G., Petrosian V., Salpeter E. E. Energy losses due to neutrino processes // *Astrophys. J.* 1967. Vol. 150. P. 979–999.

- [89] Dicus D. Stellar energy-loss rates in a convergent theory of a weak and electromagnetic interaction // Phys. Rev. 1972. Vol. D6. P. 941–949.
- [90] Munakata H., Kohyama Y., Itoh N. Neutrino energy loss in stellar interiors // Astrophys. J. 1985. Vol. 296. P. 197–203.
- [91] Schinder P. J., Schramm D. N., Wiita P. J. et al. Neutrino emission by the pair, plasma, and photo processes in the Weinberg-Salam model // Astrophys. J. 1987. Vol. 313. P. 531–542.
- [92] Itoh N., Adachi T., Nakagawa M. et al. Neutrino energy loss in stellar interiors. III. Pair, photo-, plasma, and bremsstrahlung processes // Astrophys. J. 1989. Vol. 339. P. 354–364.
- [93] Itoh N., Hayashi H., Nishikawa A., Kohyama Y. Neutrino energy loss in stellar interiors. VII. Pair, photo-, plasma, bremsstrahlung, and recombination neutrino processes // Astrophys. J. Suppl. 1996. Vol. 102. P. 411–424.
- [94] Скобелев . . Комптоновский механизм генерации нейтрино и аксионов на эффективно-двумерном замагниченном ферми-газе // ЖЭТФ. 2000. Т. 117, № 6. С. 1059–1066.
- [95] Yakovlev D. G., Kaminker A. D., Gnedin O. Y., Haensel P. Neutrino emission from neutron stars // Phys. Rep. 2001. Vol. 354. P. 1–155.
- [96] Румянцев . ., Чистяков . . Влияние фотон-нейтринных процессов на остывание магнитара // ЖЭТФ. 2008. Т. 134, № 4. С. 627–636.
- [97] Борисов . ., Керимов . ., Сизин . . Слабый и электромагнитный механизмы фоторождения нейтринных пар в сильно замагниченном электронном газе // Ядерная физика. 2012. Т. 75, № 11. С. 1379–1386.
- [98] Михеев . ., Румянцев . ., Чистяков . . Фоторождение нейтрино на электроде в плотной замагниченной среде. 2014.

- [99] Chistyakov M. V., Kuznetsov A. V., Mikheev N. V. et al. Neutrino photoproduction on electron in dense magnetized medium // Quarks'2014. Proc. of 18-th Int. Sem. «Quarks'2014», Suzdal, Russia, 2014. Ed. by P. S. Satunin, e.a. Inst. Nucl. Res., Moscow. 2015. P. 322–329.
- [100] Kuznetsov A., Rumyantsev D., Shlenev D. Neutrino photoproduction on the electron in dense magnetized medium // EPJ Web Conf. 2017. Vol. 158. P. 05008.
- [101] Гвоздев . ., Огнев . . Процессы взаимодействия нейтрино с нуклонами оболочки коллапсирующей звезды с сильным магнитным полем // ЖЭТФ. 2002. Т. 121, № 6. С. 1219–1234.
- [102] Kostenko A., Thompson C. QED Phenomena in an Ultrastrong Magnetic Field. I. Electron-Photon Scattering, Pair Creation, and Annihilation // Astrophys. J. 2018. Vol. 869, no. 1. P. 44 (1–19).
- [103] Philippov A., Timokhin A., Spitkovsky A. Origin of Pulsar Radio Emission // Physical Review Letters. 2020. Vol. 124, no. 24. P. 245101.
- [104] Sturrock C. A. A model of pulsars // Astrophys. J. 1971. Vol. 164. P. 529–556.
- [105] Tademaru E. On the energy spectrum of relativistic electrons in the crab nebula // Astrophys. J. 1973. Vol. 183. P. 625–635.
- [106] Daugherty J. K. Pair production in superstrong magnetic fields // Astrophys. J. 1983. Vol. 273. P. 761–773.
- [107] Михеев . ., Чистяков . . Затухание фотона в результате рождения электрон-позитронной пары в сильном магнитном поле // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 73, № 12. С. 726–730.
- [108] Boyanovsky D., de Vega H. J., Lee D.-S. et al. Fermion damping in a fermion-scalar plasma // Phys. Rev. D. 1999. Vol. 59, no. 10, 105001.

- [109] Киржниц . . Общие свойства электромагнитных функций отклика // Усп. физ. наук. 1987. Vol. 152, no. 7. P. 399–422.
- [110] Ландау . ., Лифшиц . ., Питаевский . . Теоретическая физика: ч. 2. Статистическая физика. Теория конденсированного состояния. ФИЗМАТЛИТ, 2001. Т. IX. 496 с.
- [111] Harding A. C., Baring M. G., Gonthier P. L. Photon Splitting Cascades in Gamma-Ray Pulsars and the Spectrum of PSR1509-58 // Astrophys.J. 1997. Vol. 476. P. 246.