

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова

На правах рукописи

Ярков Алексей Анатольевич

**РЕЗОНАНСЫ В КОМПТОНОПОДОБНЫХ
ПРОЦЕССАХ РАССЕЯНИЯ
ВО ВНЕШНЕЙ АКТИВНОЙ СРЕДЕ**

1.3.3 – Теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Ярославль – 2023

Работа выполнена в федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего образования «Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова» (ЯрГУ).

Научный руководитель — *Румянцев Дмитрий Александрович, доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической физики ЯрГУ, г. Ярославль.*

С электронной версией диссертации можно ознакомиться на официальном сайте Объединенного института ядерных исследований в информационно-телекоммуникационной сети «Интернет» по адресу: <http://>. С печатной версией диссертации можно ознакомиться в Научно-технической библиотеке ОИЯИ (г. Дубна, Московская область, ул. Жолио-Кюри, д. 6).

Ученый секретарь диссертационного совета,
кандидат физико-математических наук

Ю. М. Быстрицкий

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования.

В последние десятилетия наблюдается значительное развитие космофизики – науки, изучающей физические процессы, происходящие в космосе. Эта область науки находится на стыке астрономии, астрофизики и физики элементарных частиц. Космическая физика исследует различные явления, такие как взрывы сверхновых, черные дыры, гравитационные волны и экзопланеты. Ключевым фактором, способствующим развитию космической физики, является возможность использования новейших технологий и оборудования для наблюдений и измерений. Космические телескопы, спутники и межпланетные зонды позволяют получать данные и делать открытия, которые ранее были недоступны для земных наблюдений. Одной из важнейших задач космической физики является изучение квантовых процессов, происходящих в космической среде. Вместе с тем, развитие космической физики наталкивается на ряд вызовов. Одним из них является необходимость разработки новых методов анализа и интерпретации накопленных данных космических исследований. При этом квантовые процессы являются ключевым аспектом изучения физических явлений в космофизике. Высокие энергии и экстремальные условия, недостижимые для наземных лабораторий, но сопутствующие космическим объектам, способствуют возникновению уникальных физических явлений.

Одним из таких ярких представителей квантовых процессов является активно обсуждаемая в настоящее время в литературе комптоновское рассеяние, которое играет ключевую роль в формировании спектров сильно замагниченных нейтронных звезд [1]. Этот процесс рассматривался неоднократно, см., например, обзоры [2, 3]. В частности, в работе [2] выражение для амплитуды комптоновского рассеяния для случая, когда начальный и конечный электроны находятся на основном уровне Ландау, было представлено в явном лоренц-инвариантном виде.

Кроме того, в таких условиях представляет интерес рассмотреть вопрос о стабильности фотона, что приводит к процессу затухания квантованной электромагнитной волны за счет реакций поглощения фотона электроном (позитроном), $\gamma e^{\pm} \rightarrow e^{\pm}$ и рождения e^+e^- - пар, $\gamma \rightarrow e^+e^-$, которые являются важными в астрофизике замагниченных нейтронных звёзд [4, 5]. Следует отметить, что выражение для ширины распада в пределе сильно замагниченной плазмы содержит особенности корневого типа в точках циклотронных резонансов. Как подчеркивается в [6], этот факт указывает на невозможность интерпретации заданной ширины распада, рассчитанной по теории возмущений вблизи циклотронных резонансов, как коэффициента затухания. В этом случае основным для определения коэффициента затухания является зависимость волновой функции фотона от времени в присутствии магнитного поля и плазмы.

Другой важной задачей является построение функции распределения фотонов в сильном магнитном поле и плазме с учетом резонанса в комптоновском процессе. Из-за громоздких выражений для коэффициента поглощения фотона в комптоновском процессе в такой среде, задача о переносе излучения становится нетривиальной.

Настоящая диссертация посвящена исследованию квантовых процессов с участием электронов и фотонов во внешней активной среде с учетом возможных резонансных эффектов.

Цели и задачи диссертационной работы:

1. Вычислить коэффициент поглощения фотона в процессе $\gamma e \rightarrow \gamma e$ с учётом резонанса на виртуальном электроне в приближении δ -образного пика и сравнить полученные результаты с ситуацией резонансного пика конечной ширины.
2. Исследовать процесс затухания электромагнитной волны в сильно замагниченной плазме с учетом процессов поглощения фотона электроном (позитроном) $\gamma e^{\pm} \rightarrow e^{\pm}$, и рождение электрон-позитронной пары $\gamma \rightarrow e^+e^-$.

3. Получить решение кинетического уравнения для функции распределения фотонов двух возможных поляризаций в замагниченной нерелятивистской электронной плазме с учетом процесса $\gamma e \rightarrow \gamma e$ в окрестности резонанса.

Научная новизна.

Следующие результаты, представленные в диссертации, являются новыми:

1. Впервые вычислен коэффициент поглощения фотона в комптоновском процессе в сильно замагниченной зарядово-симметричной плазме для кинематически разрешённых каналов в области резонанса как с учетом конечной ширины резонансного пика, так и с использованием дельта-функциональной аппроксимации.
2. Исследован процесс распространения электромагнитной волны в сильно замагниченной, зарядово-симметричной плазме. Впервые показано, что аналогично случаю чистого магнитного поля, процесс затухания фотона в замагниченной плазме имеет неэкспоненциальный характер. Впервые показано, что вычисление коэффициента поглощения фотона в замагниченной плазме с учетом неэкспоненциального характера затухания приводит к конечному выражению для коэффициента поглощения фотона в окрестности циклотронных резонансов.
3. Впервые получено решение кинетического уравнения для нахождения функции распределения фотонов двух возможных поляризаций в равновесной нерелятивистской плазме электронов и в относительно сильном магнитном поле с учетом резонанса на виртуальном электроне.

Теоретическая и практическая значимость.

Результаты представляют интерес для дальнейших теоретических исследований в области астрофизики и физики элементарных частиц, когда изучаемые частицы находятся под воздействием внешних экстремальных условий. Кроме

того, полученные результаты могут быть востребованы в образовательных целях, например, в качестве материала для учебной и методической литературы, которая поможет студентам в изучении этой области науки.

Методология и методы исследования.

При проведении исследований использовались известные методы квантовой теории поля и теоретические разработки физики элементарных частиц, развитые как для вакуума, так и для внешней активной среды.

Положения, выносимые на защиту:

1. Впервые вычислен коэффициент поглощения фотона в комптоновском процессе в сильно замагниченной зарядово-симметричной плазме для кинематически разрешённых каналов в области резонанса как с учетом конечной ширины резонансного пика, так и с использованием дельта-функциональной аппроксимации. Показано, что дельта-образная аппроксимация резонансного пика хорошо описывает коэффициент поглощения фотона, значительно упрощая дальнейшее решение задачи переноса излучения.
2. Исследован процесс распространения электромагнитной волны в сильно замагниченной, зарядово-симметричной плазме. Впервые показано, что аналогично случаю чистого магнитного поля, процесс затухания фотона в замагниченной плазме имеет неэкспоненциальный характер. Установлено, что вычисление коэффициента поглощения с учетом неэкспоненциального характера затухания приводит к конечному выражению для коэффициента поглощения фотона в окрестности циклотронных резонансов.
3. Впервые получено решение кинетического уравнения для нахождения функции распределения фотонов двух возможных поляризаций в равновесной нерелятивистской плазме электронов и в относительно сильном магнитном поле с учетом резонанса на виртуальном электроне.

Представленные результаты являются оригинальными и новыми.

Степень достоверности и апробация результатов.

Основные результаты диссертации докладывались лично автором на следующих российских и международных конференциях и семинарах:

1. Конференция ИКИ РАН “Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра”, (г. Москва 2018, 2019).
2. Молодежная конференции по теоретической и экспериментальной физике МКТЭФ-2020, НИЦ «Курчатовский институт» (г. Москва, 2020).
3. 5-я международная конференция по физике частиц и астрофизике (г. Москва 2020).
4. Международная конференция по квантовой теории поля, физике высоких энергий и космологии, (г. Дубна 2022).
5. 6-я международная конференция по физике частиц и астрофизике (г. Москва 2022).

Автор докладывал результаты исследований на семинаре кафедры теоретической физики ЯрГУ им. П.Г. Демидова и в лаборатории теоретической физики им Н.Н. Боголюбова ОИЯИ, г. Дубна.

Публикации.

Всего по теме диссертации опубликовано 9 работ (см. список публикаций автора), из них 6 [1–6] – в рецензируемых журналах, 3 [7–9] – в сборниках трудов конференций. Список публикаций приведён в конце автореферата.

Личный вклад автора.

1. Автором вычислен коэффициент поглощения фотона в процессе $\gamma e \rightarrow \gamma e$ при резонансе на виртуальном электроне в приближении δ -образного пика.

2. Автором исследован процесс распространения электромагнитной волны в сильно замагниченной, зарядово-симметричной плазме. Показано, что процесс затухания фотона в замагниченной плазме имеет неэкспоненциальный характер и коэффициент поглощения фотона существенно меньше по сравнению с известными в литературе результатами.
3. Автором получено решение кинетического уравнения для нахождения функции распределения фотонов двух возможных поляризаций в равновесной нерелятивистской плазме электронов в относительно сильном магнитном поле в приближении холодной плазмы и с учётом резонанса в комптоновском процессе.

Научные результаты **первой главы разделов 1.3–1.4** получены в соавторстве с Румянцевым Д. А., Шленевым Д. М. и отражены в работе [1] из списка публикаций автора по теме диссертации.

Научные результаты **первой главы раздела 1.5** получены в соавторстве с Румянцевым Д. А., Чистяковым М. В. и отражены в работах [2,7–9].

Научные результаты **третьей главы** получены в соавторстве с Румянцевым Д. А. и отражены в работах [5,6] из списка публикаций автора по теме диссертации. Вклад автора составляет 70%.

Общий вклад автора в работы составляет 70%.

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения, трёх приложений и списка литературы. Объем диссертации – 115 страниц, включает 35 рисунков и список литературы из 121 наименования.

Содержание работы

Во **Введении** обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, показана

практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения.

В **первой главе** вычислены коэффициенты поглощения фотона для кинематически разрешённых каналов в процессе комптоновского рассеяния в относительно сильном магнитном поле с учётом возможного резонанса на виртуальном электроне. Проведён сравнительный анализ полученных результатов с нерезонансным случаем. Рассмотрена аппроксимация резонансного пика дельта-функцией.

В **разделе 1.1** к первой главе обсуждается актуальность рассматриваемой задачи и проводится обзор литературы по комптоновскому процессу.

В **разделе 1.2** приведена методика расчёта амплитуды процесса $jf \rightarrow j'f'$, основанная на использовании точных решений уравнения Дирака для начального и конечного фермионов во внешнем постоянном однородном магнитном поле, находящихся на произвольных уровнях Ландау и пропагатора фермионов в виде суммы по уровням Ландау [7, 8].

Показано, что при δ -функциональной аппроксимации резонансных пиков квадрат S -матричного элемента факторизуется квадратами S -матричных элементов подпроцессов $jf \rightarrow \bar{f}$ и $\bar{f} \rightarrow j'f'$, содержащих промежуточное состояние \bar{f} .

В **разделе 1.3** обсуждаются поляризационные и дисперсионные свойства фотонов в замагниченной плазме. Отмечено, что собственные векторы и собственные значения поляризационного оператора в зарядово симметричной плазме имеют тот же вид, что и в замагниченном вакууме ¹.

В **разделе 1.4** на основе полученных выше результатов рассматривается комптоновское рассеяние и проводится вычисление коэффициента поглощения

¹ Под термином «замагниченный вакуум» понимается магнитное поле без плазмы.

фотона ². Последний может быть представлен в следующем виде [2]:

$$W_{\lambda e \rightarrow \lambda' e} = \frac{\beta}{16(2\pi)^4 \omega_\lambda} \int |\mathcal{M}_{\lambda \rightarrow \lambda'}|^2 Z_\lambda Z_{\lambda'} \times \quad (1)$$

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

где $Z_\lambda, Z_{\lambda'}$ – перенормировочные множители волновых функций фотона, которые играют существенную роль вблизи циклотронных резонансов.

$f_E = 1/[\exp(E/T) + 1]$, $f_{E'} = 1/[\exp(E/T) + 1]$ – равновесные функции распределения электронов, $f_\omega = 1/[\exp(\omega/T) - 1]$, $f_{\omega'} = 1/[\exp(\omega/T) - 1]$ – равновесные функции распределения фотонов, $\beta = eB$.

С учетом результатов, полученных в разделе 1.3, коэффициенты поглощения в комптоновском процессе для фотонов двух возможных поляризаций $\lambda = 1, 2$ были представлены в следующем виде:

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

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

$$W_{\gamma^{(2)}e \rightarrow \gamma e} = \frac{\alpha\beta}{2\omega} \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{n=n_0}^{\infty} \sum_{\epsilon=\pm 1} \frac{f_{E_\ell^\epsilon} [1 - f_{E_\ell^\epsilon + \omega}]}{\sqrt{(M_n^2 - M_\ell^2 - q_\parallel^2)^2 - 4q_\parallel^2 M_\ell^2}} \times \quad (3)$$

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

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

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

где

² Под термином «коэффициент поглощения фотона» здесь и далее понимается вероятность изменения состояния фотона за счет тех или иных квантовых процессов (рассеяние, расщепление, слияние и т.п.)

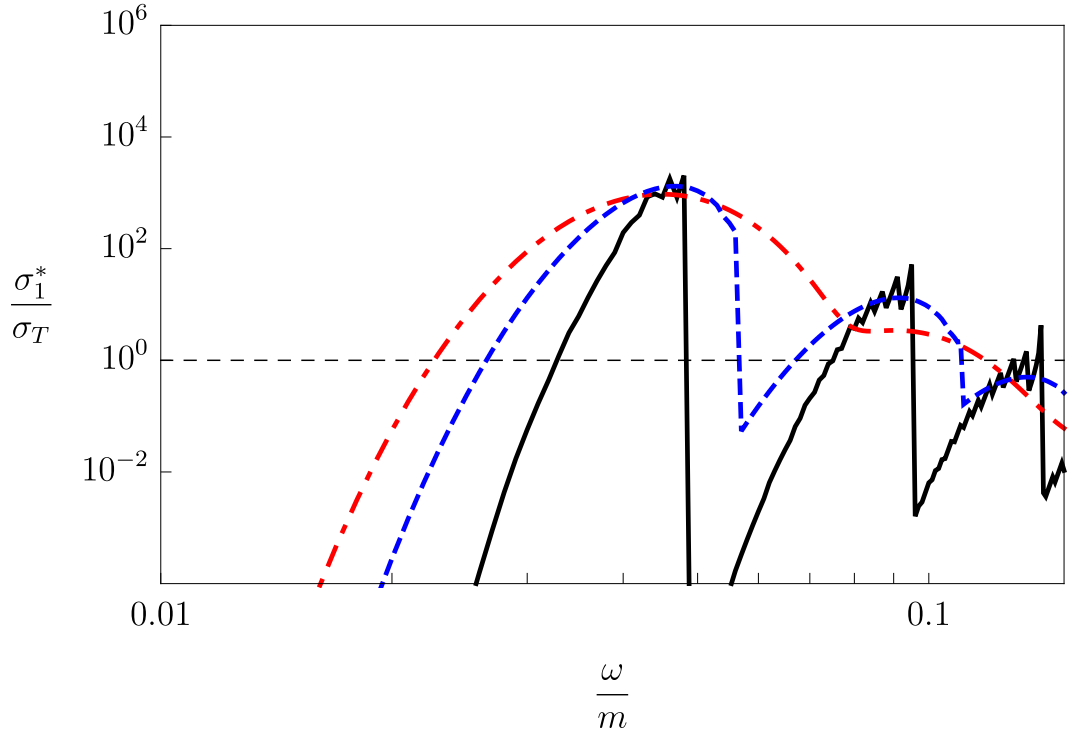


Рис. 1. Сечение (в единицах σ_T) рассеяния фотона моды 1, $\gamma^{(1)}e \rightarrow e$, в сильном магнитном поле $B = 5 \times 10^{12}$ Гс, проинтегрированное по начальным электронам с функцией распределения f_{E_ℓ} при $T = 20$ кэВ и $\mu = 0$, как функция энергии (в единицах массы электрона) фотона для различных значений углов между импульсом фотона и направлением магнитного поля: $\theta = 90^\circ$ – сплошная кривая, $\theta = 60^\circ$ – пунктирная кривая, $\theta = 30^\circ$ – точечная кривая.

$$\begin{aligned} \mathcal{I}_{n,\ell} &= \sqrt{\frac{\ell!}{n!}} e^{-x/2} \left(\frac{q_\perp^2}{2\beta} \right)^{(n-\ell)/2} L_\ell^{n-\ell} \left(\frac{q_\perp^2}{2\beta} \right), \\ \mathcal{I}_{\ell,n} &= (-1)^{n-\ell} \mathcal{I}_{n,\ell}, \end{aligned} \quad (4)$$

и $L_n^k(x)$ – обобщенные полиномы Лагерра [9], $M_n = \sqrt{m^2 + 2\beta n}$.

В (2) и (3) нижний предел суммирования по n определяется из закона сохранения энергии и импульса следующим образом:

$$n_0 = \ell + \left\lceil \frac{q_\parallel^2 + 2M_\ell \sqrt{q_\parallel^2}}{2\beta} \right\rceil, \quad (5)$$

где $[x]$ – целая часть числа x .

Вычислено сечение процесса $\gamma e \rightarrow \gamma e$, проинтегрированное по начальным

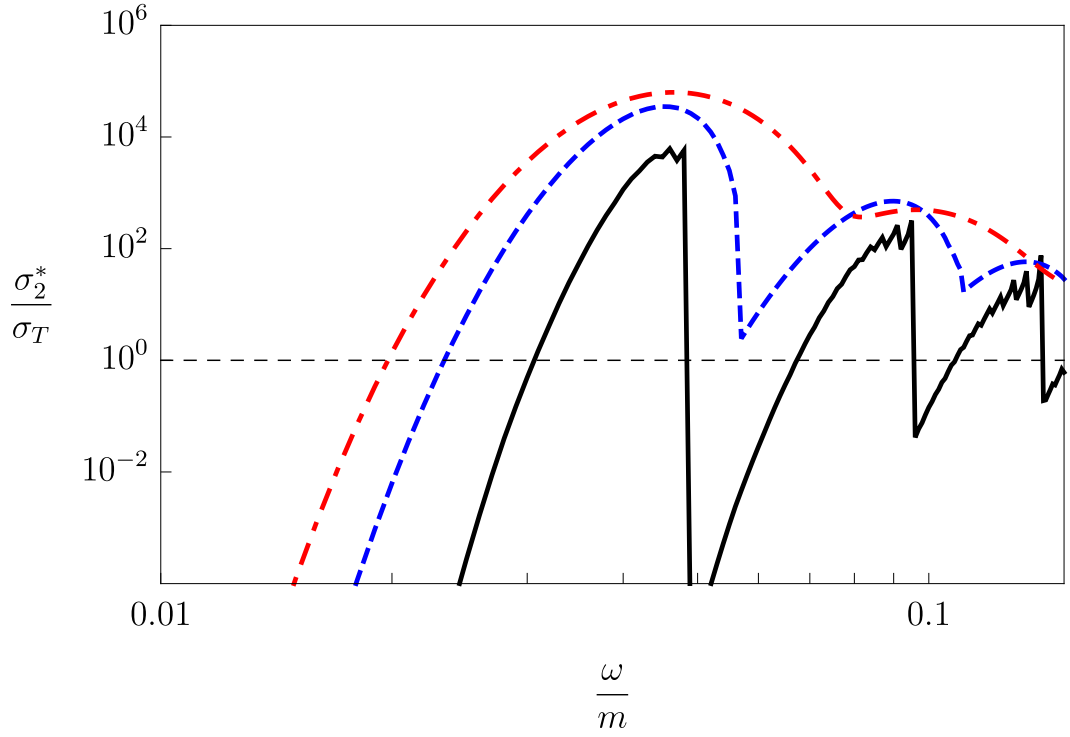


Рис. 2. То же, что и на рис. 1 для моды 2 $e\gamma^2 \rightarrow e\gamma$

электронам с функцией распределения f_{E_ℓ} при $\mu = 0$:

$$\sigma_\lambda^* = \frac{1}{\overline{N_e}} \int \frac{dW_{\gamma^{(\lambda)}e \rightarrow \gamma e}}{j}, \quad (6)$$

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

$$\overline{N_e} = \frac{\beta}{m^2} \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2 - \delta_{\ell,0}) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dp_z}{m} f_{E_\ell} \quad (7)$$

– обезразмеренная концентрация электронов во внешнем магнитном поле. Кроме того, для параметров поля и плазмы, характерных для магнитосфер радиопульсаров [10], мы пренебрегли изменением (по сравнению с немагниченным вакуумом) дисперсионных свойств фотонов для энергий фотонов, вдали от циклотронных резонансов, когда $q_\parallel^2 \simeq (M_n + M_\ell)^2$ (см., например, [2]).

Результаты численного анализа отношения $\sigma_\lambda^*/\sigma_T$, (напомним, что $\sigma_T = 8\pi\alpha^2/(3m^2)$ – томпсоновское сечение) представлены на рис. 1 для моды 1 и на рис. 2 для моды 2. Полученные оценки в окрестности резонансных пиков

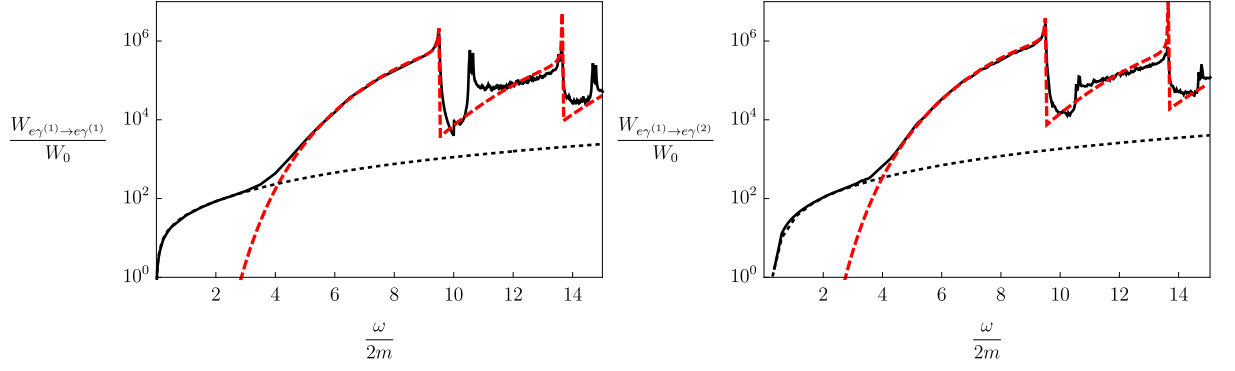


Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения от частоты начального фотона для канала ($1 \rightarrow 1$ для рисунка слева, $1 \rightarrow 2$ для рисунка справа) для магнитного поля $B = 200B_e$ и температуры $T=1$ МэВ. Сплошной и штриховой линией изображён график с учётом резонанса и без него соответственно. δ -функциональная аппроксимация показана точками. Здесь $W_0 = (\alpha/\pi)^3 m \simeq 3.25 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$.

хорошо согласуются с соответствующими результатами работы [11]. Следовательно, применение приближения узкого резонансного пика правомочно в области полей $B \sim 10^{13}$ Гс, характерных для радиопульсаров. С другой стороны, полученные нами коэффициенты поглощения фотона (2) и (2) имеют относительно простой вид и, следовательно, оказываются гораздо более удобными в применении к решению задачи переноса излучения по сравнению с численно полученными результатами работы [11].

Также в **разделе 1.5** было показано, что дельта-функциональное приближение в относительно сильных магнитных полях ($20B_e \lesssim B \lesssim 200B_e$) и горячей плазмы ($T = 1$ МэВ) достаточно хорошо описывает резонансные пики. В работе был осуществлен анализ коэффициента поглощения фотона для указанных магнитных полей как с учетом вклада конечной ширины резонансного пика, так и с δ -функциональным приближением (см. рис. 3 и 4). Кроме того, приведено сравнение коэффициента поглощения с результатами работы [2], полученными без учёта резонансных эффектов.

Как видно из рис. 3 и 4, вероятность рассеяния для канала $\gamma^{(1)}e \rightarrow \gamma^{(1)}e$ и $\gamma^{(1)}e \rightarrow \gamma^{(2)}e$ согласуется с соответствующими результатами для предела силь-

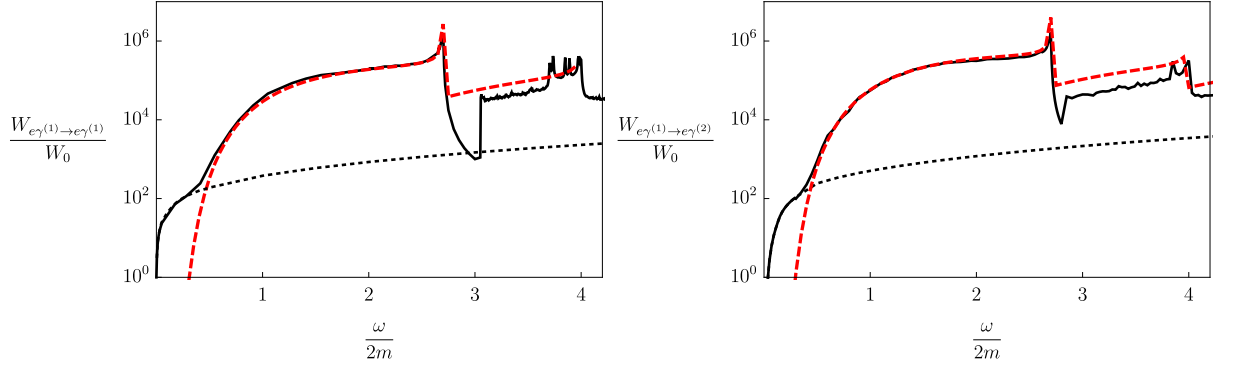


Рис. 4. Зависимость коэффициента поглощения от частоты начального фотона для канала ($1 \rightarrow 1$ для рисунка слева, $1 \rightarrow 2$ для рисунка справа) при поле $B = 20B_e$ и температуре $T=1$ МэВ. Обозначение для линий то же, что и для рис. 3.

ного поля и отсутствия резонанса, полученными в работе [2] при температуре $T = 1$ МэВ вплоть до энергий начального фотона $\omega \simeq 3$ МэВ для $B = 200B_e$ (см. рис. 3), и энергий начального фотона $\omega \simeq 0.2$ МэВ для $B = 20B_e$ (см. рис. 4) при темп. Следовательно, результаты работы [2] остаются справедливыми до указанных энергий фотона.

В разделе 1.6 обобщаются полученные результатов.

Во второй главе рассмотрено затухание фотона как результат процессов $\gamma e^\pm \rightarrow e^\pm$ и $\gamma \rightarrow e^+e^-$ в сильно замагниченной плазме, $\beta \gg T^2$ при температуре $T \sim 1$ МэВ и химическом потенциале $\mu = 0$.

В разделе 2.1 проведён обзор литературы по затуханию фотона, обсуждается актуальность рассматриваемых задач.

В разделе 2.2 рассматривается распространение фотона поперек магнитного поля в замагниченной зарядово-симметричной e^+e^- плазме. Исходя из методики, предложенной в работе [12] рассмотрено решение уравнения

$$(g_{\alpha\beta} \partial_\mu^2 - \partial_\alpha \partial_\beta) \mathcal{A}_\beta(x) + \int d^4x' \mathcal{P}_{\alpha\beta}(x - x') \mathcal{A}_\beta(x') = \mathcal{J}_\alpha(x) \quad (8)$$

для фотонов мод $\lambda = 1, 2$, распространяющихся поперек постоянного магнитного поля, направленного вдоль оси z , $\mathcal{P}_{\alpha\beta}(x - x')$ – поляризационный оператор фотона. $\mathcal{J}_\alpha(x)$ – функция источника, которая была выбрана следующим обра-

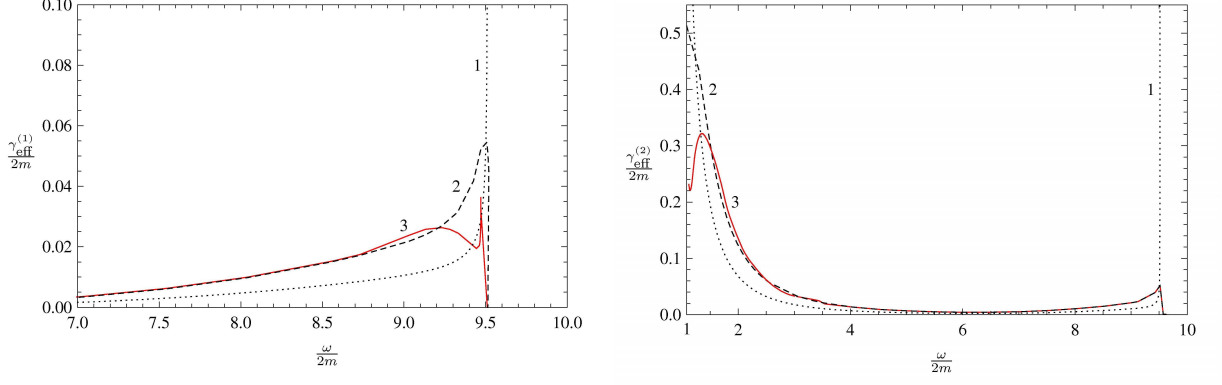


Рис. 5. Слева зависимость ширины распада фотона моды 1 от частоты в припороговых областях при $B = 200B_e$, $T = 1$ МэВ и $\mu = 0$. Линия 1 - коэффициент поглощения фотона $W_{abs}^{(1)}$, вычисленный в приближении дерева и содержащий корневые особенности; линия 2 - ширина распада, полученная из комплексного решения дисперсионного уравнения на втором римановом листе [6]; линия 3 соответствует затуханию ширины $\gamma_{\text{eff}}^{(1)}$, вычисленному на основе приближения (9) Справа то же но для фотона моды 2

ЗОМ:

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

где $j_\alpha = (0, \mathbf{j})$, $\mathbf{j} \cdot \mathbf{k} = 0$ – закон сохранения тока сохранение тока.

Показано, что аналогично ситуации замагниченного вакуума характер затухания электромагнитной волны, определяемой волновой функцией $\mathcal{A}_\mu(x)$, отличается от экспоненциального. Однако, на протяжении некоторого характерного отрезка времени ($\sim [W_{abs}^{(\lambda)}]^{-1}$ – обратного коэффициента поглощения фотона), зависимость волновой функции от времени можно приближенно описать как экспоненциально затухающие гармонические колебания

$$\mathcal{A}_\mu^{(\lambda)}(t) \sim e^{-\gamma_{\text{eff}}^{(\lambda)} t/2} \cos(\omega^{(\lambda)} t + \phi_0). \quad (9)$$

Здесь $\omega^{(\lambda)}$ и $\gamma_{\text{eff}}^{(\lambda)}$ - эффективная частота и коэффициент поглощения фотона моды λ соответственно, которые должны быть найдены для каждого значения импульса \mathbf{k} , что определяет эффективный закон дисперсии фотона в области

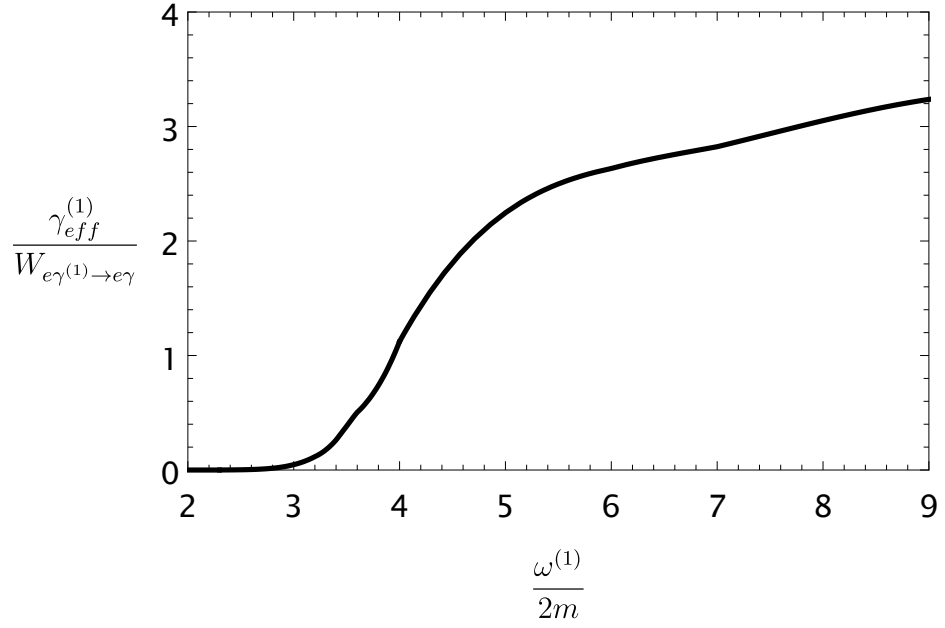


Рис. 6. Отношение ширины распада фотона к коэффициенту поглощения фотона в комптоновском процессе.

его неустойчивости.

В разделе 2.3 проведён численный анализ величины γ_{eff} определяющая интенсивность поглощения γ -квантов в магнитном поле за счет процессов $\gamma \rightarrow e^+e^-$ и $\gamma e^\pm \rightarrow e^\pm$. Показано, (см. рис. 5) что вычисление коэффициента поглощения с учетом неэкспоненциального характера затухания приводит к конечному выражению для коэффициента поглощения фотона в окрестности резонансов $q_0^2 = (\sqrt{m^2 + 2eB} \pm m)^2$.

На основе полученных рассмотрена задача о формировании комптоновского процесса при условии затухания фотона. Для этого получено отношение ширины распада фотона к коэффициенту поглощения фотона в комптоновском процессе, найденному в первой главе при условии $B = 200B_e$ и $T = 1$ МэВ. Полученные результаты представлены для моды 1 на рис. 6. На основе проведённого анализа сделан вывод, что фотон с энергией $\omega \gtrsim 3$ МэВ эффективно затухает и комптоновский процесс, по-видимому, сформироваться не успевает.

В разделе 2.4 обобщаются полученные результаты.

В третьей главе рассмотрено решение кинетического уравнения для нахождения функции распределения фотонов двух возможных поляризаций в равновесной нерелятивистской плазме электронов в относительно сильном магнитном поле и с учетом резонанса на виртуальном электроне.

В разделе 3.1 сформулирована постановка задачи, проведён обзор литературы, обсуждается актуальность рассматриваемой проблемы.

В разделе 3.2 построено кинетическое уравнение для функции распределения фотонов в замагниченной нерелятивистской плазме с учетом резонанса в комптоновском процессе. Для этого рассмотрена цилиндрическая колонка с осью, направленной вдоль магнитного поля $B = \text{const}$ (магнитное поле B направлено вдоль оси z), содержащую плазму электронов при постоянной температуре $T \ll m$ и $\mu = 0$. Показано, что при таких условиях электроны будут занимать преимущественно основной уровень Ландау.

Через колонку проходит стационарный поток фотонов, описываемый неравновесной функцией распределения, при этом фотоны могут участвовать только в комптоновском процессе. В таком случае кинетическое уравнение будет иметь вид

$$x \frac{\partial f_{\omega}^{(\lambda)}(z, x)}{\partial z} = \sum_{\lambda'=1}^2 \int dW_{\lambda \rightarrow \lambda'} \{ f_{E'}(1 - f_E) f_{\omega'}^{(\lambda')}(z, x')(1 + f_{\omega}^{(\lambda)}(z, x)) - \\ - f_E(1 - f_{E'}) f_{\omega}^{(\lambda)}(z, x)(1 + f_{\omega'}^{(\lambda')}(z, x')) \}. \quad (10)$$

Здесь $x = \cos \theta$, $x' = \cos \theta'$ (θ, θ' – угол между направлением магнитного поля и импульсами начального и конечного фотонов), $\lambda, \lambda' = 1, 2$ поляризационные состояния фотонов, \vec{n} – единичный вектор, направленный вдоль импульса начального фотона, $f_{\omega}^{(\lambda)}(z, x)$ и $f_{\omega'}^{(\lambda')}(z, x')$ – неравновесные функции распределения начального и конечного фотонов с энергиями ω и ω' соответственно, $dW_{\lambda \rightarrow \lambda'}$ – коэффициент поглощения фотона, который может быть получен вблизи резонанса из результатов главы 1, f_E и $f_{E'}$ – равновесные функции распределения начального и конечного электронов с нулевым химическим потенциалом, E, E' – энергии начального и конечного электронов.

Используя разложение функции распределения $f_{\omega}^{(\lambda)}(z, x)$ на полиномы Лежандра по переменной x и преобразование Лапласа по переменной z , найдено решение кинетического уравнения (10) для двух возможных поляризаций:

$$f_{\omega}^{(\lambda)}(z, x) = \frac{1}{2\pi i} \sum_{\ell=0}^{\infty} P_{\ell}(x) \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} ds \cdot e^{sz} \bar{A}_{\ell}^{(\lambda)}(s, x), \quad (11)$$

где

$$\bar{A}_{\ell'}^{(\lambda)}(s, \omega) = \int_0^{\infty} A(z, x) e^{-sz} dz. \quad (12)$$

Коэффициенты $\bar{A}_{\ell'}^{(\lambda)}(s, \omega)$ с учётом разложения правой части (10) по величине

$\Delta\omega = \omega - \omega' \ll \omega$ определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{2}{2\ell+1} \bar{A}_{\ell}^{(\lambda)}(s, \omega) &= \int_{-1}^1 \frac{f_{0\omega}}{s + \chi_{\omega}^{(\lambda)}(x)} \mathcal{P}_{\ell}(x) dx + \sum_{\ell'=0}^{\infty} \int_{-1}^1 dx' \int_{-1}^1 \frac{dx}{x} \frac{\mathcal{P}_{\ell}(x) \mathcal{P}_{\ell'}(x')}{s + \chi_{\omega}^{(\lambda)}(x)} \times \\ &\times \varphi_{\omega}^{\lambda\lambda'}(x, x') \left(\bar{A}_{\ell'}^{(\lambda')} (s, \omega) - \frac{\Delta\omega}{T} \left[T \frac{\partial \bar{A}_{\ell'}^{(\lambda')}(s, \omega)}{\partial \omega} + \bar{A}_{\ell'}^{(\lambda')}(s, \omega) \right] + \right. \\ &\left. + \frac{1}{2} \frac{(\Delta\omega)^2}{T^2} \left[T^2 \frac{\partial^2 \bar{A}_{\ell'}^{(\lambda')}(s, \omega)}{\partial \omega^2} + 2T \frac{\partial \bar{A}_{\ell'}^{(\lambda')}(s, \omega)}{\partial \omega} + \bar{A}_{\ell'}^{(\lambda')}(s, \omega) \right] \right). \end{aligned} \quad (13)$$

где $\mathcal{P}_{\ell}(x)$ – полиномы Лежандра [9],

$$\chi_{\omega}^{(\lambda)}(x) \equiv \frac{1}{x} \int_{-1}^1 dx' \{ \varphi_{\omega}^{\lambda 1}(x, x') + \varphi_{\omega}^{\lambda 2}(x, x') \}. \quad (14)$$

Так как задача рассматривается вблизи резонанса $\omega \simeq \omega_{res} = eB/m$, то функции $\varphi_{\omega}^{\lambda\lambda'}(x, x')$ в пределе узкого резонансного пика могут быть получены, используя результаты главы 1.

В качестве применения полученных результатов в **разделе 3.3** была рассчитана спектральная плотность мощности как для моды 2, так и для моды 1:

$$R_{\omega}^{(\lambda)}(z, x) = \frac{\omega^3}{4\pi^3} f_{\omega}^{(\lambda)}(z, x). \quad (15)$$

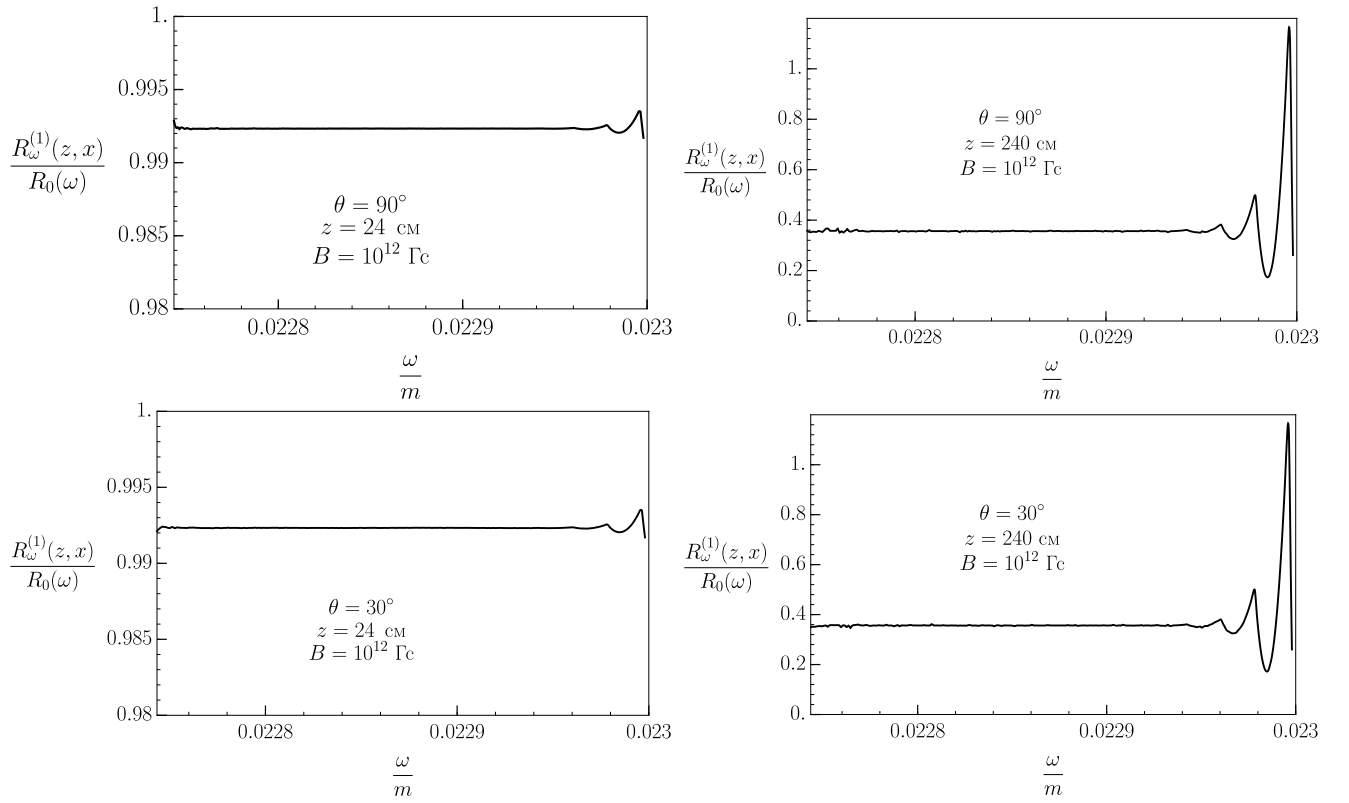


Рис. 7. Отношение спектральной плотности мощности (15) к спектральной плотности мощности излучения черного тела (16) для моды 1. Параметры представлены на графике.

На рис. 7 и 8 построено отношение спектральной плотности мощности (15) к спектральной плотности мощности излучения черного тела:

$$R_0(\omega) = \frac{\omega^3}{4\pi^3} \frac{1}{\exp[\omega/T] - 1} \quad (16)$$

для различных значений угла θ между импульсом фотона и направлением магнитного поля, а также различных высот z колонки вещества для магнитного поля $B \simeq 10^{12}$ Гс. Следует обратить внимание, что для моды 1 в резонансной области спектр практически совпадает со спектром черного тела, в то время как для моды 2 претерпевает существенные изменения. Это может говорить о том что мода 1 при таких условиях практически не выходит из состояния равновесия, тогда как поведение фотона моды 2 будет являться существенно неравновесным. Данный вывод согласуется с результатами предыдущих исследований (см., например, [13]). На границе резонансной области имеются особенности,

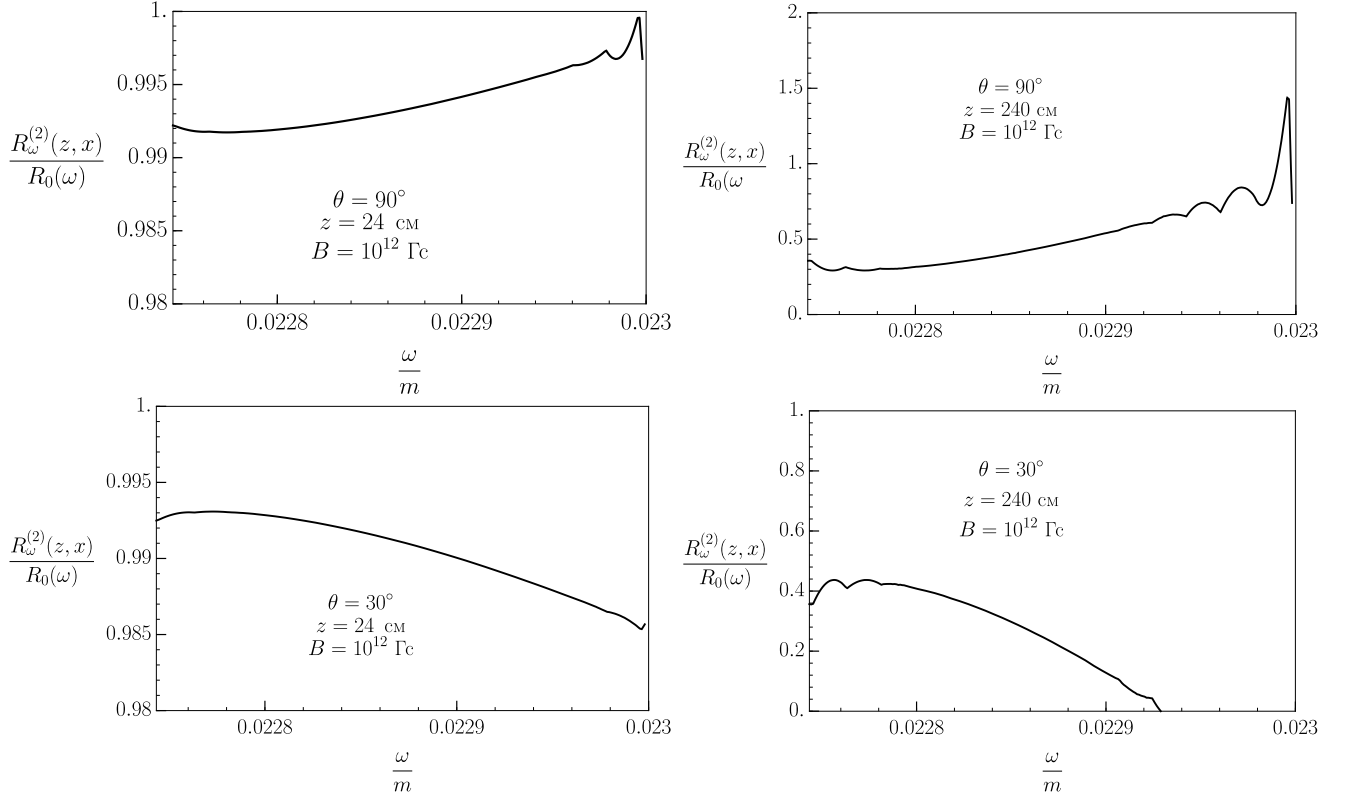


Рис. 8. Отношение спектральной плотности мощности (15) к спектральной плотности мощности излучения черного тела (16) для моды 2. Параметры представлены на графике.

которые могут оказать существенное влияние на объяснение ряда астрофизических явлений.

В разделе 3.4 обобщаются результаты и обсуждаются возможные приложения полученных результатов.

В **Заключении** сформулированы основные результаты диссертации.

В **приложении А** приведено выражение для точного пропагатора фотона в магнитном поле, представленного в виде разложения по уровням Ландау.

В **приложении Б** приведены коэффициенты $\mathcal{T}_k^{s''s}$, входящие в выражения для амплитуд одновершинных процессов $\mathcal{M}_{jf \rightarrow (n, s'')}^{s''s}$.

В **приложении В** подробно рассмотрены поляризационные и дисперсионные свойства фотонов в пределе сильного магнитного поля.

Список публикаций автора по теме диссертации

1. Румянцев Д. А., Шленев Д. М., Ярков А. А. Резонансы в комптоноподобных процессах рассеяния во внешней замагниченной среде // *ЖЭТФ*. 2017. Т. 152, № 3. С. 483-494.
2. Chistyakov M. V., Rumyantsev D. A., Yarkov A. A. Effect of a strongly magnetized plasma on the resonant photon scattering process // *J. Physics: Conf. Ser.* Vol. 1690. IOP Publishing, 2020. P. 012015.
3. Chistyakov M. V., Rumyantsev D. A., Yarkov A. A. Photon damping in a strongly magnetized plasma // *J. Physics: Conf. Ser.* Vol. 1690. IOP Publishing, 2020. P. 012008.
4. Yarkov A. A., Rumyantsev D. A. Photon Damping in a Strongly Magnetized Plasma // *Physics of Atomic Nuclei*. 2022. Vol. 85, no. 9. P. 1566–1569.
5. Ярков А. А., Румянцев Д. А. Решение кинетического уравнения с учетом резонанса в комптоновском процессе в замагниченной среде // *Письма в ЭЧАЯ*. 2023. Т. 20, №3(248). С. 422–427.
6. Yarkov A. A., Rumyantsev D. A. Radiation Transfer in a Strong Magnetic Field with Resonance Effects Taken into Account // *Physics of Atomic Nuclei*. 2023. Vol. 80, №5. P. 890–893.
7. Ярков А. А., Румянцев Д. А. Резонансы в комптоноподобных процессах рассеяния во внешней замагниченной среде // Сборник трудов XIV Конференции молодых учёных. Сер. "Механика, управление и информатика" / под ред.: А.М. Садовского; Институт космических исследований российской академии наук. – Москва, ИКИ РАН, 2017 С. 94-102.
8. Ярков А. А., Румянцев Д. А., Чистяков М. В. Учёт конечной ширины поглощения электрона в комптоноподобном процессе в замагниченной сре-

де // Сборник материалов 73-й Всероссийской научно-технической конференции студентов, магистрантов и аспирантов высших учебных заведений с международным участием. – Ярославль, 2020. Часть 1. С. 335-339.

9. Ярков А. А. Влияние сильно замагниченной плазмы на процесс резонансного рассеяния фотона // Физика, техника и технология сложных систем : тез. докл. конф. / под ред.: С. П. Зимина, А. С. Гвоздарева; Яросл. гос. ун-т им. П. Г. Демидова. – Ярославль, ЯрГУ, 2020. С. 73-73.

Цитированная литература

1. Suleimanov V., Werner K. Importance of Compton scattering for radiation spectra of isolated neutron stars with weak magnetic fields // Astron. & Astrophys. 2007. P. 661–668.
2. Chistyakov M. V., Rumyantsev D. A. Compton effect in strongly magnetized plasma // Int. J. Mod. Phys. 2009. Vol. A24. P. 3995–4008.
3. 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.
4. 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).
5. Philippov A., Timokhin A., Spitkovsky A. Origin of Pulsar Radio Emission // Physical Review Letters. 2020. Vol. 124, no. 24. P. 245101.
6. Шабад А. Е. Поляризация вакуума и квантового релятивистского газа во внешнем поле // Тр. ФИАН СССР “Поляризационные эффекты во внешних калибровочных полях”. 1988. Т. 192. С. 5–152.
7. Kuznetsov A. V., Okrugin A. A. The exact electron propagator in a magnet-

- ic field as the sum over Landau levels on a basis of the Dirac equation exact solutions // Int. J. Mod. Phys. 2011. Vol. A26. P. 2725–2733.
8. Kuznetsov A. V., Mikheev N. V. Electroweak processes in external active media. 2013. Vol. 252. P. 1–271.
 9. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Москва: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1963. 1108 с.
 10. Goldreich P., Julian W. H. Pulsar electrodynamics // Astrophys. J. 1969. Vol. 157. P. 869–880.
 11. 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.
 12. Михеев Н. В., Чистяков М. В. Затухание фотона в результате рождения электрон-позитронной пары в сильном магнитном поле // Письма в журн. эксперим. и теор. физ. 2001. Т. 73, № 12. С. 726–730.
 13. Любарский Ю. Э. Комптонизация в сверхсильном магнитном поле. I // Астрофизика. 1988. Т. 28, № 1.