

# Комптоноподобные процессы рассеяния во внешней активной среде

Денис Михайлович Шленев

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова

30 сентября 2021 г.

Научный руководитель: д.ф.-м.н, профессор Д.А. Румянцев

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

- Введение
- Обобщённые комптоноподобные процессы рассеяния в замагниченной среде с учётом возможного резонанса на виртуальном электроне
- Резонансные квантовые процессы во внешней активной среде
- Процесс расщепления фотона в сильном магнитном поле и плазме с учётом влияния позитрония
- Заключение

Две составляющие внешней активной среды:

- Магнитное поле

Характерный масштаб:  $B_e = \frac{m^2 c^3}{e \hbar} \simeq 4.41 \cdot 10^{13} \text{ Гс}$

$B \sim 10^{12} \text{ Гс}$  – радиопульсары

$B \sim 10^{14} - 10^{15} \text{ Гс}$  – магнитары

- Относительно плотная плазма

В окрестности магнитаров и радиопульсаров концентрация  $e^+e^-$ -плазмы порядка

$$n_{GJ} \simeq 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} \left( \frac{B}{100 B_e} \right) \left( \frac{10 \text{ сек}}{P} \right).$$

$P = 2\pi/\Omega$  - период обращения нейтронной звезды.

Две составляющие влияния внешней активной среды:

- **Модификация амплитуд процессов**

Становятся возможными резонансы на виртуальном фермионе.

- Комptonовское рассеяние  $e\gamma \rightarrow e\gamma$
- Фотонейтринный процесс  $e\gamma \rightarrow e\nu\bar{\nu}$

- **Модификация дисперсионных свойств частиц**

Новый канал расщепления фотона,  $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$

## Основные обозначения

Используется 4-метрика с сигнатурой  $(+ - - -)$ , а также естественная система единиц  $c = \hbar = k_B = 1$ .

Элементарный заряд:  $e > 0$ , заряд фермиона:  $e_f$ , масса электрона:  $m$ , масса фермиона:  $m_f$ .

Обезразмеренный тензор магнитного поля:  $\varphi_{\alpha\beta} = F_{\alpha\beta}/B$ , дуальный обезразмеренный тензор:  $\tilde{\varphi}_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}\varepsilon_{\alpha\beta\mu\nu}\varphi^{\mu\nu}$ .

В системе отсчёта, где имеется только магнитное поле  $B$ , направленное вдоль третьей оси, 4-векторы с индексами  $\perp$  и  $\parallel$  относятся к подпространствам Евклида  $\{1, 2\}$  и Минковского  $\{0, 3\}$  соответственно. Для произвольных векторов  $p_\mu$ ,  $q_\mu$  имеем:

$$(pq)_\perp = (p \wedge q) = p^\alpha \Lambda_{\alpha\beta} q^\beta = p^\alpha \varphi_\alpha^\rho \varphi_{\rho\beta} q^\beta = p_1 q_1 + p_2 q_2,$$

$$(pq)_\parallel = (p \tilde{\wedge} q) = p^\alpha \Lambda_{\alpha\beta} q^\beta = p^\alpha \tilde{\varphi}_\alpha^\rho \tilde{\varphi}_{\rho\beta} q^\beta = p_0 q_0 - p_3 q_3.$$

## Краткий обзор литературы по одно- и двухвершинным процессам

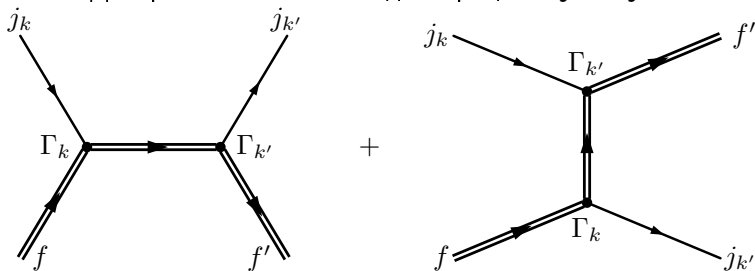
- 1966 – А.А. Соколов, И.М. Тернов – процесс  $e \rightarrow e\gamma$  в постоянном однородном магнитном поле
- 1979 – Н. Herold – процесс  $e\gamma \rightarrow e\gamma$  в магнитном поле
- 1999 – М.Ю. Боровков, А.В. Кузнецов, Н.В. Михеев – двухвершинные древесные амплитуды вида  $jf \rightarrow j'f'$  в магнитном поле
- 2015 – А.В. Кузнецов, Д.А. Румянцев, Д.М. Шленев – обобщение предыдущего результата в магнитном поле на случай замагниченной плазмы в отсутствие резонанса
- 2016 – А.А. Mushtukov, D.I. Nagirner, J. Poutanen – резонанс в процессе  $e\gamma \rightarrow e\gamma$  в магнитном поле радиопульсара

# Обобщённые комптоноподобные процессы рассеяния...

Лагранжиан взаимодействия  $jf \rightarrow j'f'$

$$\mathcal{L}(x) = \sum_k g_k [\bar{\Psi}_f(X) \Gamma_k \Psi_f(X)] J_k(X), \quad k = S, P, V, A$$

Диаграммы Фейнмана для процесса  $jf \rightarrow j'f'$



$$\mathcal{S}_{k'k}^{s's} =$$

$$-g_k g_{k'} \int d^4 X d^4 Y \langle J_k(X) J_{k'}(Y) \rangle \left[ \bar{\Psi}_{p',\ell'}^{s'}(Y) \Gamma_{k'} \hat{S}(Y, X) \Gamma_k \Psi_{p,\ell}^s(X) \right] + (J_k, \Gamma_k \leftrightarrow J_{k'}, \Gamma_{k'}).$$

Возможны две ситуации:

- При  $\ell, \ell' \geq n$ ,  $P_{\parallel}^2 - M_n^2 \neq 0$ , что говорит о невозможности реализации резонанса на виртуальном фермионе (А.В. Кузнецов, Д.А. Румянцев, Д.М. Шленев 2015)
- Если  $\ell, \ell' < n$ , то существуют решения уравнения  $P_{\parallel}^2 - M_n^2 = 0$ , т.е. виртуальный фермион становится реальным с определённым законом дисперсии и имеет место резонанс на виртуальном фермионе. (Д.А. Румянцев, Д.М. Шленев, А.А. Ярков 2017)



Факторизация квадрата амплитуды в области  $\ell, \ell' < n$

$$|\mathcal{M}_{k'k}^{s's}|^2 \simeq \sum_{s''=\pm 1} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\pi}{P_0 \Gamma_n^{s''}} \delta(P_{\parallel}^2 - M_n^2) \left| \mathcal{M}_{(n,s'') \rightarrow j'f'}^{s's''} \right|^2 \left| \mathcal{M}_{jf \rightarrow (n,s'')}^{s''s} \right|^2$$

$\mathcal{M}_{jf \rightarrow (n,s'')}^{s''s}$  – амплитуда перехода из начального состояния  $jf$  в фермион с  $E_n'', p_y'', p_z'', s''$  и  $n$ ,

$\mathcal{M}_{(n,s'') \rightarrow j'f'}^{s's''}$  – амплитуда перехода фермиона из состояния с  $E_n'', p_y'', p_z'', s'', n$  в конечное состояние  $j'f'$ ,

# Резонансные квантовые процессы во внешней активной среде

## Дисперсия фотона в активной среде

Собственные векторы поляризационного оператора в чистом магнитном поле:

$$b_{\mu}^{(1)} = (\varphi q)_{\mu}, \quad b_{\mu}^{(2)} = (\tilde{\varphi} q)_{\mu},$$

$$b_{\mu}^{(3)} = q^2 (\Lambda q)_{\mu} - q_{\mu} q_{\perp}^2, \quad b_{\mu}^{(4)} = q_{\mu}.$$

Разложение поляризационного оператора  $\mathcal{P}_{\alpha\beta}$  по собственным векторам  $r_{\alpha}^{(\lambda)}$  с собственными значениями  $\varkappa^{(\lambda)}$ :

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

(А.Е. Шабад 1988)

# Резонансные квантовые процессы во внешней активной среде

Комплексные коэффициенты  $A_i^{(\lambda)}$  для случая  
сильно замагниченной зарядово несимметричной плазмы  
(с точностью до  $O(1/\beta^2)$ ):

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

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

$$A_3^{(1,3)} = -i \frac{6\Delta N \omega}{q_{\parallel}^2}, \quad A_1^{(2)} = -i \frac{\Delta N k_z}{2\beta \mathcal{D}(q_{\parallel})}, \quad A_2^{(2)} = 1, \quad A_3^{(2)} = 0.$$

(Д.А. Румянцев, М.В. Чистяков, Д.М. Шленев 2016)

# Резонансные квантовые процессы во внешней активной среде

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

$$f_{\pm}(p) = [\exp((E \pm \mu)/T) + 1]^{-1},$$

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

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

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

# Резонансные квантовые процессы во внешней активной среде

В общем случае фотон будет обладать  
**эллиптической поляризацией.**

- Зарядово симметричная плазма,  $\mu = 0$ .

В сильно замагниченной плазме  $r_\alpha^{(3)}$   
устраняется калибровочным преобразованием.

С точностью до  $O(1/\beta)$  собственные векторы  
такие же, как в чистом магнитном поле:

$$r_\alpha^{(1)} \simeq -2q_\perp^2 b_\alpha^{(1)}, \quad r_\alpha^{(2)} \simeq b_\alpha^{(2)}.$$

(Д.А. Румянцев, М.В. Чистяков 2009)

Можно ввести два поляризационных состояния фотона:

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

# Резонансные квантовые процессы во внешней активной среде

- Зарядово несимметричная холодная плазма,  $T \ll \mu - m$

При выполнении условия:

$$\frac{\alpha \Delta N}{2\pi m \sin \theta} = \frac{\alpha p_F}{\pi m \sin \theta} \ll 1,$$

$\theta$  – угол между импульсом фотона  
и направлением магнитного поля,

собственные векторы с точностью до  $O(1/\beta)$

такие же, как в чистом магнитном поле:

$$r_{\alpha}^{(1)} \simeq -2q_{\perp}^2 b_{\alpha}^{(1)}, \quad r_{\alpha}^{(2)} \simeq b_{\alpha}^{(2)}, \quad r_{\alpha}^{(3)} \simeq 0.$$

Можно ввести два поляризационных состояния фотона:

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

# Резонансные квантовые процессы во внешней активной среде

Уравнение дисперсии

$$q^2 - \kappa_{pl}^{(\lambda)} = 0, \quad \lambda = 1, 2.$$

Собственные значения:

$$\kappa_{pl}^{(1)} = -\frac{\alpha}{3\pi} q_{\perp}^2 + O\left(\frac{1}{\beta^2}\right),$$

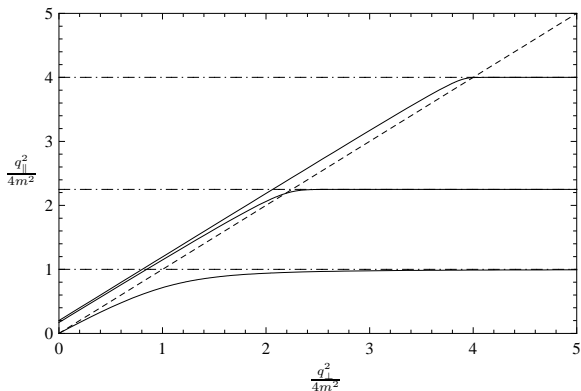
$$\kappa_{pl}^{(2)} = \frac{2\alpha\beta}{\pi} \mathcal{D}(q_{\parallel}) + O\left(\frac{1}{\beta}\right).$$

У фотона моды 2 имеется плазменная частота:

$$\omega_{pl}^2 - \kappa_{pl}^{(2)}(\omega_{pl}, \mathbf{k} \rightarrow 0) = 0,$$

Следствие: для фотона моды 2 возникает область с  $q^2 > 0$ .

# Резонансные квантовые процессы во внешней активной среде



Закон дисперсии фотона 2 моды для параметров  $B = 200B_e$ ,  $T = 0$ ,  $\theta = \pi/2$ ,  $\mu = 1$  МэВ (верхняя кривая),  $\mu = 0.75$  МэВ (средняя кривая) и  $\mu = 0.5$  МэВ (нижняя кривая).

Штриховая линия соответствует вакуумному закону дисперсии,  $q^2 = 0$ .



## Дисперсия фотона в сильном магнитном поле с учётом влияния позитрония.

В сильном магнитном поле два поляризационных состояния. Основной вклад в поляризационный оператор фотона вносит позитроний в основном состоянии (А.Е. Шабад 1988):

$$n = n' = n_C = 0.$$

$n, n'$  – уровни Ландау электрона и позитрона,  $n_C$  – номер кулоновски связанного состояния.

# Резонансные квантовые процессы во внешней активной среде

Собственные значения поляризационного оператора в сильном магнитном поле с учётом влияния позитрония:

(Р.А. Аникин, Н.В. Михеев 2012)

$$\kappa_{pos}^{(1)} = -\frac{\alpha}{3\pi} q_{\perp}^2 + O\left(\frac{1}{\beta^2}\right),$$

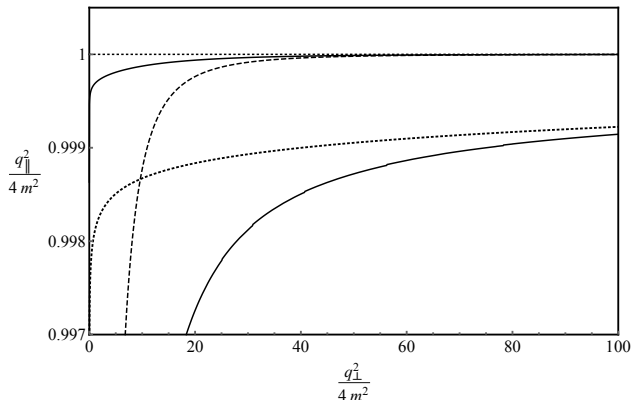
$$\kappa_{pos}^{(2)} = -\alpha\beta e^{-\rho} \left( \frac{2}{\pi} H(\nu) + \frac{2\lambda\nu}{1-\lambda^2-\nu} \right),$$

$$\rho = q_{\perp}^2/2\beta, \quad \nu = q_{\parallel}^2/4m^2,$$

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

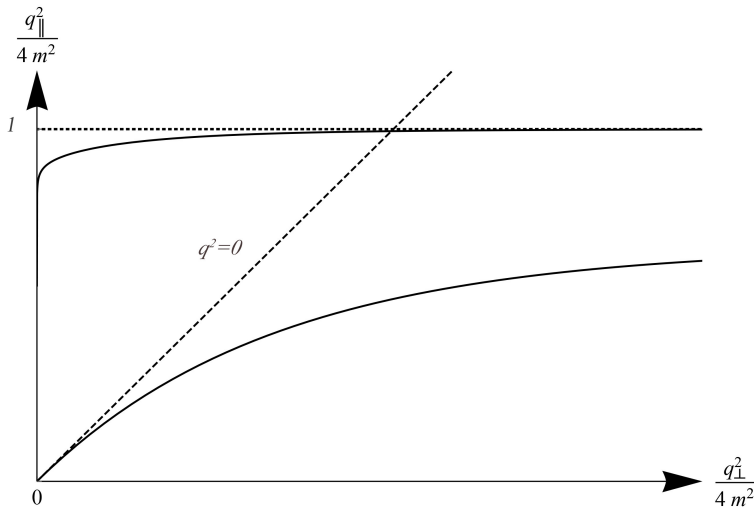
$$u = \frac{\beta}{\alpha^2} \frac{\exp(E_i(-\rho))}{\rho}, \quad E_i(-\xi) = \int_{-\infty}^{-\xi} \frac{\exp t}{t} dt,$$

# Резонансные квантовые процессы во внешней активной среде



Закон дисперсии фотона 2 моды для  $B = 200 B_e$ ,  $\theta = \pi/2$ .  
Пунктирная кривая - спектральная линия фотона без учёта  
вклада позитрония,  
точечная кривая - спектральная линия позитрония.

# Резонансные квантовые процессы во внешней активной среде



# Резонансные квантовые процессы во внешней активной среде

**Правила отбора** для процесса расщепления фотона  $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$

- В сильном магнитном поле:  
открыты каналы  $\gamma_1 \rightarrow \gamma_1\gamma_2$  и  $\gamma_1 \rightarrow \gamma_2\gamma_2$   
(S.L. Adler 1971)
- В сильно замагниченной зарядово симметричной плазме:  
новый канал  $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1\gamma_1$   
(Д.А. Румянцев, Н.С. Стусь, М.В. Чистяков 2012)

# Резонансные квантовые процессы во внешней активной среде

В холодной зарядово несимметричной плазме и в сильном магнитном поле с учётом влияния позитрония:

Появляется **новый канал**  $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1 \gamma_1$

Каналы  $\gamma_1 \rightarrow \gamma_1 \gamma_2$  и  $\gamma_1 \rightarrow \gamma_2 \gamma_2$  (запрещены при  $q^2 > 0$ )

(Д.А. Румянцев, М.В. Чистяков, Д.М. Шленев 2016)

(Р.А. Аникин, Д.А. Румянцев, М.В. Чистяков,  
Д.М. Шленев 2018)

Необходимо учитывать перенормировку волновой функции фотона:

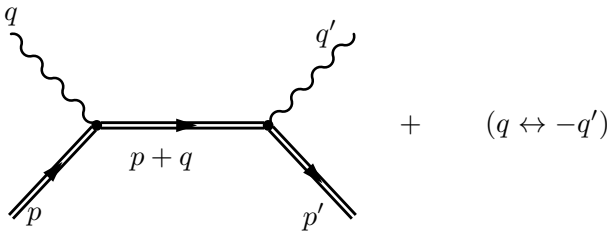
$$\varepsilon_{\alpha}^{(2)}(q) \rightarrow \varepsilon_{\alpha}^{(2)}(q) \sqrt{Z_2}, \quad Z_2^{-1} = 1 - \frac{\partial \kappa^{(2)}}{\partial q_{\parallel}^2}$$

# Резонансные квантовые процессы во внешней активной среде

Процесс  $e\gamma \rightarrow e\gamma$  рассеяния фотона на электронах замагниченной среды для энергий начального фотона, близких к области резонанса.

**Условия:** магнитосферы радиопульсаров

$$B \sim 10^{12} \text{ Гс}$$



$p_\mu (p'_\mu)$  – импульс начального (конечного) электрона

$q_\mu, (q'_\mu)$  – импульс начального (конечного) фотона

# Резонансные квантовые процессы во внешней активной среде

## Обзор литературы по фотонейтринному процессу:

### Первые работы

- 1961 – В.И. Ритус
- 1961 – H.-Y. Chiu, R.C. Stabler

### Вычисление нейтринной светимости за счёт процесса

- 1972 – D.A. Dicus
- 1989 – N. Itoh et al.
- 2000 – В.В. Скобелев

### С учётом дисперсионных свойств фотона в плазме, в отсутствие резонанса

- 2008 – Д.А. Румянцев, М.В. Чистяков
- 2012 – А.В. Борисов, Б.К. Керимов, П.Е. Сизин
- 2014 – Н.В. Михеев, Д.А. Румянцев, М.В. Чистяков

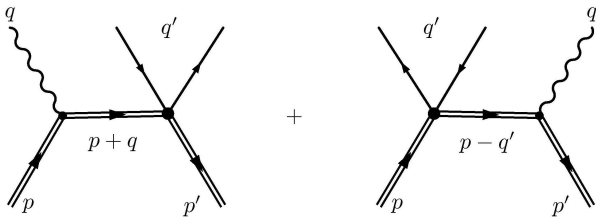


# Резонансные квантовые процессы во внешней активной среде

Процесс фоторождения нейтрино на электроне,  $e\gamma \rightarrow e\nu\bar{\nu}$

**Условия:** граница между внешней и внутренней корой  
магнитара

$$B \sim 10^{14} - 10^{16} \text{ Гс} \gg B_e, \quad T \sim 10^8 - 10^9 \text{ К} \ll m, \quad \rho \gtrsim 10^9 \text{ г/см}^3,$$



$p_\mu$  ( $p'_\mu$ ) – импульс начального (конечного) электрона

$q_\mu$  – импульс начального фотона

$q'_\mu = p_{1\mu} + p_{2\mu}$  – импульс нейтринной пары

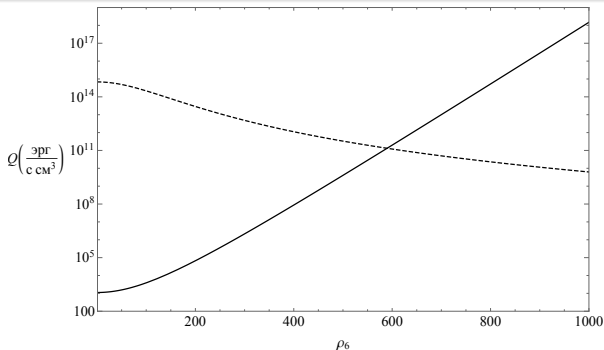
# Резонансные квантовые процессы во внешней активной среде

Нейтринная светимость за счёт процесса  $e\gamma \rightarrow e\nu\bar{\nu}$  может быть представлена в виде:

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

$Q_{e_n \rightarrow e_{\ell'}\nu\bar{\nu}}$  – нейтринная светимость за счёт процесса  $e_n \rightarrow e_{\ell'}\nu\bar{\nu}$   
(Д.Г. Яковлев и др. 2001)

# Резонансные квантовые процессы во внешней активной среде



Зависимость светимости фотонейтринного процесса от плотности плазмы ( $\rho_6 = \rho/(10^6 \text{ г/см}^3)$ ) для значений параметров  $B = 50B_e$  и  $T = 10^9 \text{ К}$ . Сплошная линия соответствует светимости резонансного процесса, пунктирная – без учёта резонанса

(Н.В. Михеев, Д.А. Румянцев, М.В. Чистяков 2014)

## Краткий обзор литературы по процессу $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ Магнитное поле без плазмы

- 1971 – S.L. Adler
- 1998 – А.В. Кузнецов, Н.В. Михеев, М.В. Чистяков
- 2004 – J.I. Weise
- 2019 – K. Hu et al.

## Плазма без магнитного поля

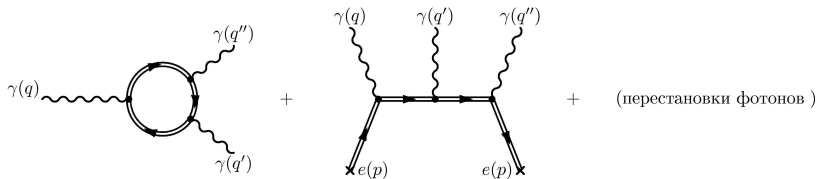
- 1974 – D.B. Melrose
- 1986 – A.E. Shabad

## Замагниченная плазма

- 1998 – T. Bulik
- 2012 – Д.А. Румянцев, Н.С. Стусь, М.В. Чистяков

## Расщепление фотона в сильно замагниченной плазме

Диаграммы Фейнмана для процесса  $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$  в сильно замагниченной плазме:



Для холодной почти вырожденной плазмы,  $T \ll \mu - m$ , в расщеплении будут участвовать в основном фотоны с энергией  $\omega \sim T$ . Основным будет канал  $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1 \gamma_1$ .

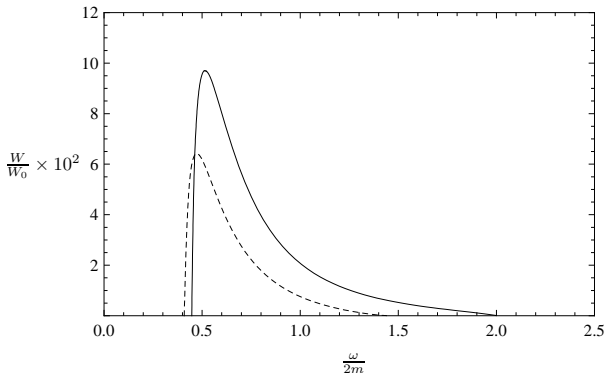
Для зарядово несимметричной плазмы в канале  $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1 \gamma_1$ :

$$W_{2 \rightarrow 11} = \frac{\alpha^3}{8\pi^2} Z_2 \mathcal{D}^2(q_{\parallel}) \frac{q_{\perp}^2}{\omega} \mathcal{F} \left( \sqrt{\frac{q_{\parallel}^2}{q_{\perp}^2}} \right) \Theta(q^2),$$

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

(Д.А. Румянцев, М.В. Чистяков, Д.М. Шленев 2016)

# Расщепление фотона в сильном магнитном поле...

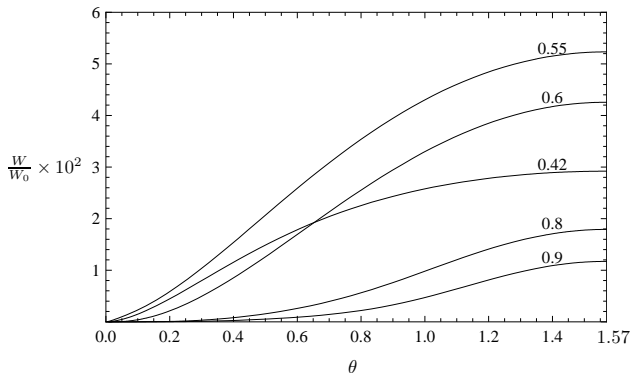


Коэффициент поглощения фотона в канале  $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1 \gamma_1$  для замагниченной зарядово несимметричной плазмы.

$B = 200 B_e$ ,  $T = 0$ ,  $\theta = \pi/2$ ,  $\mu = 1$  МэВ (сплошная линия),  
 $\mu = 0.75$  МэВ (штриховая линия).

$$W_0 = (\alpha/\pi)^3 m \simeq 3.25 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$$

# Расщепление фотона в сильном магнитном поле...



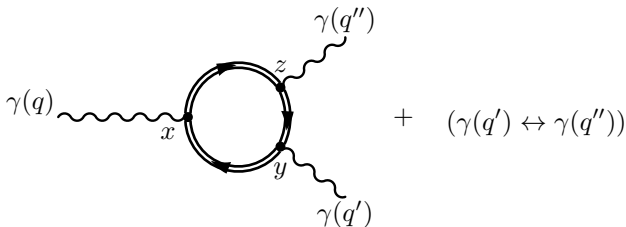
Коэффициент поглощения фотона в канале  $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1 \gamma_1$  для замагниченной зарядово несимметричной плазмы.  
 $B = 200B_e$ ,  $T = 0$ ,  $\mu = 0.75$  МэВ. Числа на кривых соответствуют отношению  $\omega/2m$ .



# Расщепление фотона в сильном магнитном поле...

## Расщепление фотона в сильном магнитном поле с учётом позитрония

Диаграммы Фейнмана для процесса  $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$  в сильном магнитном поле:



Парциальные амплитуды процесса расщепления фотона в  
сильном магнитном поле:

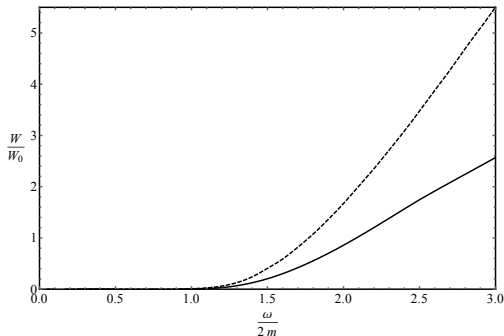
(А.В. Кузнецов, Н.В. Михеев, М.В. Чистяков 1998)

$$\mathcal{M}_{1 \rightarrow 12} = i4\pi \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/2} \frac{(q' \varphi q'')(q' \tilde{\varphi} q'')}{[q_{\perp}'^2 q_{\parallel}''^2 q_{\perp}^2]^{1/2}} H\left(\frac{q_{\parallel}''^2}{4m^2}\right),$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{1 \rightarrow 22} = i4\pi \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/2} \frac{(q' q'')_{\parallel}}{[q_{\parallel}'^2 q_{\parallel}''^2 q_{\perp}^2]^{1/2}} \times \\ \times \left\{ (qq'')_{\perp} H\left(\frac{q_{\parallel}'^2}{4m^2}\right) + (qq')_{\perp} H\left(\frac{q_{\parallel}''^2}{4m^2}\right) \right\}, \end{aligned}$$

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

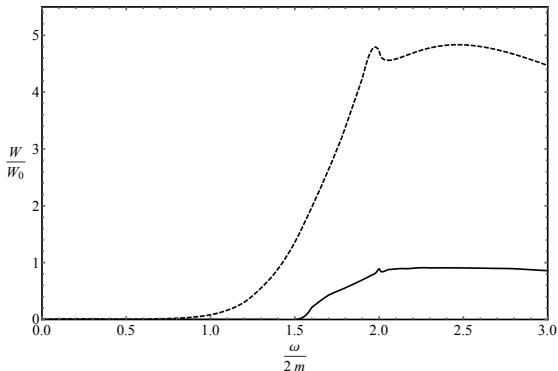
# Расщепление фотона в сильном магнитном поле...



Коэффициент поглощения фотона в канале  $\gamma_1 \rightarrow \gamma_1 \gamma_2$  в сильном магнитном поле ( $B = 200 B_e$ ) с учётом влияния позитрония.

Пунктирная линия - вероятность реакции без учёта вклада позитрония.

# Расщепление фотона в сильном магнитном поле...



Коэффициент поглощения фотона в канале  $\gamma_1 \rightarrow \gamma_2 \gamma_2$  в сильном магнитном поле ( $B = 200 B_e$ ) с учётом влияния позитрония.

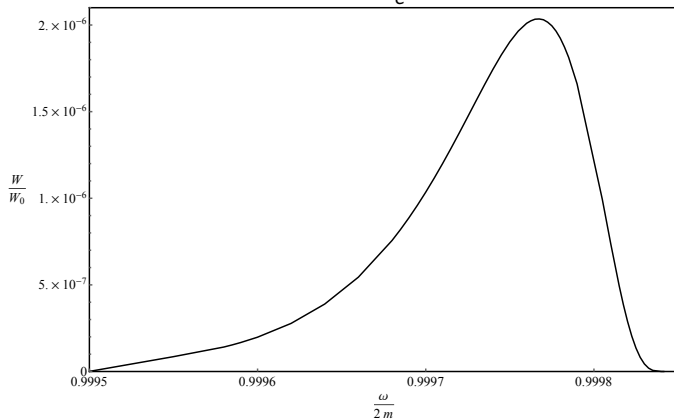
Пунктирная линия - вероятность реакции без учёта вклада позитрония.

Коэффициент поглощения фотона в канале  $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1 \gamma_1$  в сильном магнитном поле с учётом влияния позитрония:

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

(Р.А. Аникин, Д.А. Румянцев, М.В. Чистяков,  
Д.М. Шленев 2018)

Коэффициент поглощения фотона в канале  $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1 \gamma_1$  в сильном магнитном поле с учётом влияния позитрония при  $B = 200 B_e$ :



- Впервые исследованы возможные резонансные эффекты в древесных двухвершинных амплитудах для переходов  $jf \rightarrow j'f'$  в постоянном однородном магнитном поле и в присутствии замагниченной плазмы, где  $f$  и  $f'$  - начальный и конечный фермионы, находящиеся на произвольных уровнях Ландау,  $j$  и  $j'$  - обобщенные токи скалярного, псевдоскалярного, векторного или аксиального типов. Показано, что в области резонанса амплитуды реакции  $jf \rightarrow j'f'$  однозначно выражаются через амплитуды процессов  $jf \rightarrow \tilde{f}$  и  $\tilde{f} \rightarrow j'f'$ , содержащих промежуточное состояние  $\tilde{f}$ .

- Впервые вычислена нейтринная излучательная способность, обусловленная процессом  $\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}$  в холодной замагниченной плазме с учетом резонанса на виртуальном электроне, занимающем произвольный уровень Ландау  $n$ . Впервые получен коэффициент поглощения фотона в процессе резонансного рассеяния  $\gamma e \rightarrow \gamma e$  в присутствии замагниченной плазмы, результат представлен в простой аналитической форме, удобной для дальнейшего использования при решении задачи переноса излучения. Показано, что использование  $\delta$ -функциональной аппроксимации резонансных пиков в области резонансов хорошо согласуется с соответствующими в литературе результатами, полученными громоздкими численными расчетами.



- Найдены правила отбора по поляризациям для процесса расщепления фотона  $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$  в холодной почти вырожденной плазме и в сильном магнитном поле с учётом вклада позитрония. Для разрешённых каналов расщепления фотона вычислены парциальные вероятности процесса с учётом влияния замагниченной холодной плазмы и позитрония в дисперсию и перенормировку волновых функций фотонов. Полученные результаты показывают, что вклады плазмы и позитрония, с одной стороны, существенным образом изменяют правила отбора по поляризациям по сравнению со случаем чистого магнитного поля. В частности, становится возможным новый канал расщепления  $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1\gamma_1$ . С другой стороны, вероятность расщепления по каналам  $\gamma_1 \rightarrow \gamma_1\gamma_2$  и  $\gamma_1 \rightarrow \gamma_2\gamma_2$  оказалась подавлена по сравнению со случаем замагниченного вакуума.

- ❶ A. V. Kuznetsov, D. A. Romyantsev, and D. M. Shlenev  
Int. J. Mod. Phys. A **30**, 1550049 (2015)
- ❷ M. V. Chistyakov, D. A. Romyantsev, and D. M. Shlenev  
EPJ Web of Conferences 19. 2016. P. 04017.
- ❸ Д. А. Румянцев, Д. М. Шленев, А. А. Ярков  
ЖЭТФ **152**, 3 (9) (2017).
- ❹ A. V. Kuznetsov, D. A. Romyantsev, and D. M. Shlenev  
EPJ Web of Conferences 158, 05008 (2017)
- ❺ А .В. Кузнецов, Д. А. Румянцев, Д. М. Шленев  
Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2017. Т.  
48. Вып. 6. С. 980-983
- ❻ R. A. Anikin, M. V. Chistyakov, D. A. Romyantsev,  
D. M. Shlenev, EPJ Web Conf. 2018. Vol. 191. P. 08011.