

# 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,  $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$

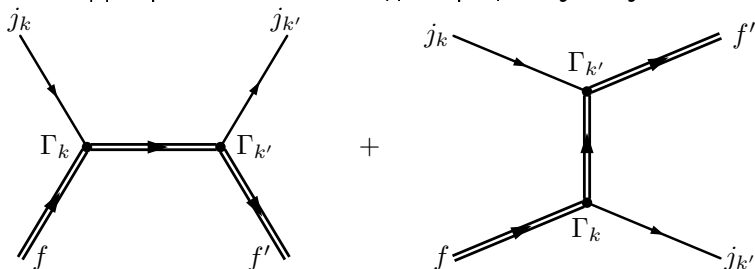
## Краткий обзор литературы по одно- и двухвершинным процессам

- 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 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

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 условии, что уровень Ландау виртуального фермиона меньше или равен уровням Ландау начального и конечного фермиона, реальная часть знаменателя пропагатора не обращается в ноль, что говорит о невозможности резонанса на виртуальном фермионе.

**Осн. результаты:** вычислены амплитуды рассеяния для всевозможных комбинаций вершин.

- Если уровень Ландау виртуального фермиона больше, чем у начального и конечного фермиона, то реальная часть знаменателя пропагатора может обращаться в ноль, т.е. виртуальный фермион становится реальным с определённым законом дисперсии и имеет место резонанс на виртуальном фермионе.

Факторизация квадрата амплитуды в области резонанса

$$\mathcal{M}_{k'k}^{s's} \simeq \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{s''=\pm 1} \int dX_1 dY_1 \frac{(...)}{P_{\parallel}^2 - M_n^2 - iP_0 \Gamma_n^{s''}/2} + \dots$$

$$M_n = \sqrt{m^2 + 2eBn}, \quad P_{\alpha} = (p + q)_{\alpha}, \quad P_{\parallel}^2 = P_0^2 - P_z^2,$$

$\Gamma_n^{s''}$  – полная ширина поглощения фермиона

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

**Вычислены** одновершинные амплитуды

$\mathcal{M}_{jf \rightarrow (n,s'')}^{s''s}$  и  $\mathcal{M}_{(n,s'') \rightarrow j'f'}^{s's''}$  перехода из начального состояния  $jf$  в промежуточное и из промежуточного в конечное состояние  $j'f'$ .



## Основные публикации по результатам Главы 1

- A. V. Kuznetsov, D. A. Romyantsev, and D. M. Shlenev  
Int. J. Mod. Phys. A **30**, 1550049 (2015)
- Д. А. Румянцев, Д. М. Шленев, А. А. Ярков  
ЖЭТФ **152**, 3 (9) (2017).
- А .В. Кузнецов, Д. А. Румянцев, Д. М. Шленев  
Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2017.  
Т. 48. Вып. 6. С. 980-983

# 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:** магнитосфера радиопульсаров  $B \sim 10^{12}$  Гс

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

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

$$B \sim 10^{14} - 10^{16} \text{ Гс} \gg B_e, \quad T \sim 10^8 - 10^9 \text{ К} \ll m,$$

$$\rho \gtrsim 10^9 \text{ г/см}^3,$$

# Резонансные квантовые процессы во внешней активной среде

## Обзор литературы по фотонейтринному процессу:

### Первые работы

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

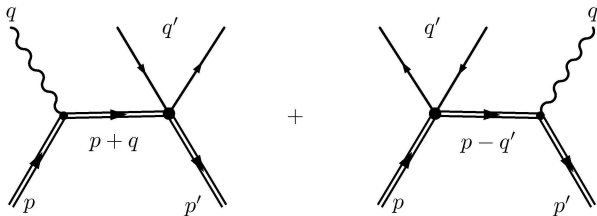
### Вычисление нейтринной светимости за счёт процесса

- 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

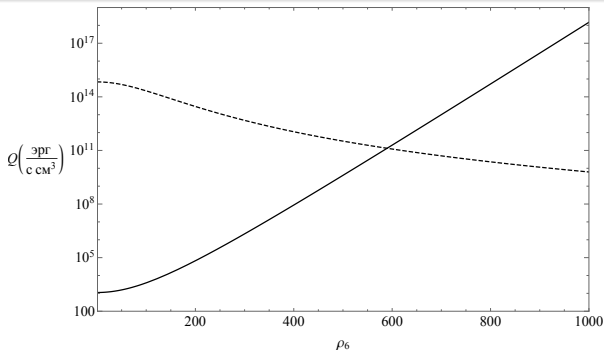


Нейтринная светимость за счёт процесса  $e\gamma \rightarrow e\nu\bar{\nu}$  может быть представлена в виде:

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

$Q_{e_n \rightarrow e_{\ell'}\nu\bar{\nu}}$  – 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)

## Основные публикации по результатам Главы 2

- A. V. Kuznetsov, D. A. Romyantsev, and D. M. Shlener  
EPJ Web of Conferences 158, 05008 (2017)
- Д. А. Румянцев, Д. М. Шленев, А. А. Ярков  
ЖЭТФ **152**, 3 (9) (2017).

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, M.G. Baring, Z. Wadiasingh, A.K. Harding

Электрон-позитронная плазма без магнитного поля

- 1974 – D.B. Melrose

- 1986 – A.E. Shabad

Замагниченная электрон-позитронная плазма

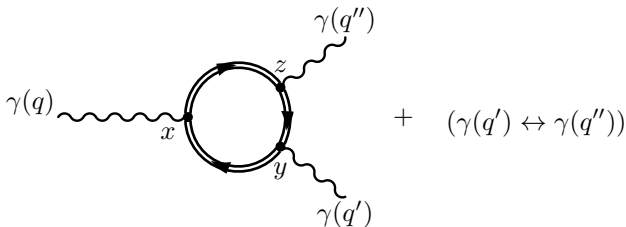
- 1998 – T. Bulik

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

# 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:





Дисперсия фотона в сильном магнитном поле с учётом влияния позитрония.

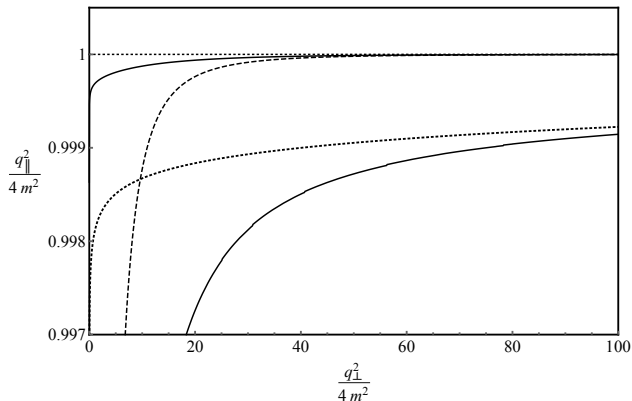
Можно ввести два поляризационных состояния фотона:

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

Символы 1 и 2 соответствуют  $\parallel$  и  $\perp$  поляризациям в работе (Adler 1971), X- и O-модам в работе (Mushtukov et al. 2016) и E- и O-модам в работе (Thompson et al. 1995).

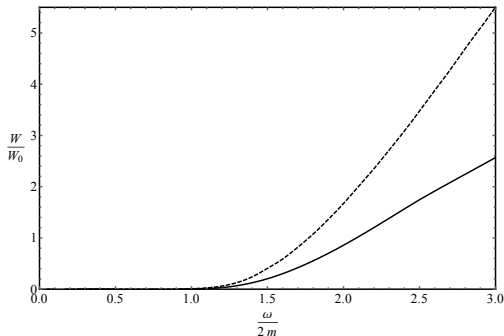
Для фотона моды 2 возникает область с  $q^2 > 0$ .

# Расщепление фотона в сильном магнитном поле...



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

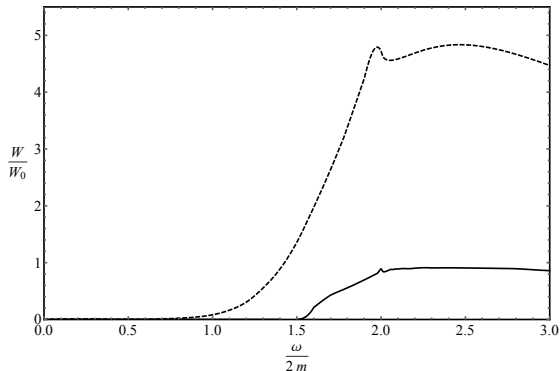
# Расщепление фотона в сильном магнитном поле...



Вероятность процесса расщепления 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...



Вероятность процесса расщепления 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.

# Расщепление фотона в сильном магнитном поле...

Вероятность процесса расщепления фотона в канале  $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1 \gamma_1$  в сильном магнитном поле с учётом влияния позитрония:

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

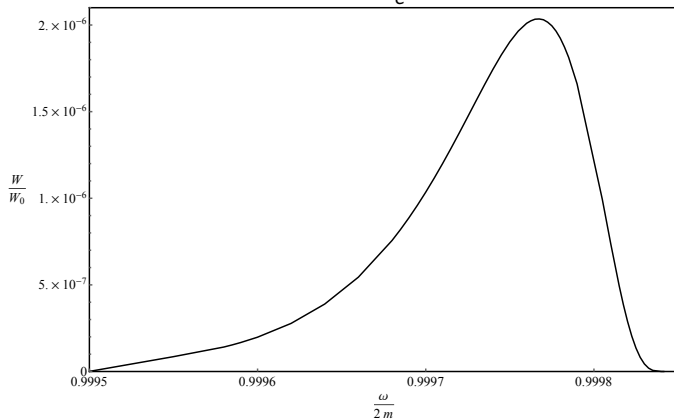
$$H(z) = \frac{1}{\sqrt{z(1-z)}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{z}{1-z}} - 1,$$

$$Z_2^{-1} = 1 - \frac{\partial \varkappa^{(2)}}{\partial q_{\parallel}^2},$$

$\varkappa^{(2)}$  – собственное значение поляризационного оператора для фотона моды 2,

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

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



## Основные публикации по результатам Главы 3

- M. V. Chistyakov, D. A. Romyantsev, and D. M. Shlenev  
EPJ Web of Conferences 19. 2016. P. 04017.
- R. A. Anikin, M. V. Chistyakov, D. A. Romyantsev,  
D. M. Shlenev, EPJ Web Conf. 2018. Vol. 191. P. 08011.

- 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.

Реальная часть знаменателя пропагатора

$$(p + q)_{\parallel}^2 - m^2 - 2eBn = 0;$$

$$p_{\parallel}^2 = m^2 + 2eB\ell; \quad p_{\parallel}'^2 = m^2 + 2eB\ell';$$

$$2(pq)_{\parallel} + q_{\parallel}^2 = 2eB(n - \ell);$$

$$\omega^2 > q_z^2; \quad E_{\ell}^2 > p_z^2;$$

$$E_{\ell} \omega - p_z q_z > 0;$$

$$2(pq)_{\parallel} + q_{\parallel}^2 > 0 \rightarrow n > \ell$$

В формуле (1.77) квадрат знаменателя пропагатора был приближённо заменён следующим образом в (1.79):

$$\frac{1}{(P_{\parallel}^2 - M_n^2 + i\Im_{\Sigma}^{s''})^2} = \frac{\pi}{P_0 \Gamma_n^{s''}} \delta(P_{\parallel}^2 - M_n^2).$$

Правильная размерность при этом сохраняется.

$$A_3^{(1,3)} = -i \frac{6\Delta N \omega}{q_{\parallel}^2}$$

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

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

$$(r^{(3)})^2 = \left(\frac{6\Delta N \omega}{q_{\parallel}^2}\right)^2 (b^{(3)})^2.$$

В пределе отсутствия плазмы  $\Delta N = 0$ :

$$\frac{r_{\alpha}^{(3)}}{\sqrt{(r^{(3)})^2}} = \frac{b_{\alpha}^{(3)}}{\sqrt{(b^{(3)})^2}}.$$

Собственное значение поляризационного оператора для фотона моды 3:

$$\begin{aligned} \varkappa^{(3)} &= \frac{\alpha}{3\pi} q^2 \mathcal{V} + \frac{\alpha}{6\pi} \left[ \sqrt{q_{\perp}^4 + (6\Delta N \omega)^2 \frac{q^2}{q_{\parallel}^2}} - q_{\perp}^2 \right] \times \\ &\times \left\{ 1 + \frac{3(\Delta N k_z)^2 q_{\perp}^2}{2\beta \mathcal{D} q_{\parallel}^2} \left[ q_{\perp}^4 + (6\Delta N \omega)^2 \frac{q^2}{q_{\parallel}^2} \right]^{-1/2} \right\} + O\left(\frac{1}{\beta^2}\right), \\ \mathcal{V} &= \ln(B/B_e) - 1.792 + \frac{3}{2} \int_0^1 dx (1-x^2) \ln \left[ 1 - \frac{q^2}{4m^2} (1-x^2) \right]. \end{aligned}$$

В холодной почти вырожденной плазме при выполнении условия:

$$\begin{aligned} \frac{\alpha \Delta N}{2\pi m \sin \theta} &= \frac{\alpha p_F}{\pi m \sin \theta} \ll 1 \\ r_{\alpha}^{(3)} &\sim q_{\alpha} \end{aligned}$$

и может быть устранён калибровочным преобразованием.

Энергия связи позитрония:

$$\varepsilon = \frac{\alpha^2 m}{4} \frac{1}{\nu^2},$$

$$\nu = [\ln(4.5u) - 2.44 \ln(\ln 0.15u)]^{-1},$$

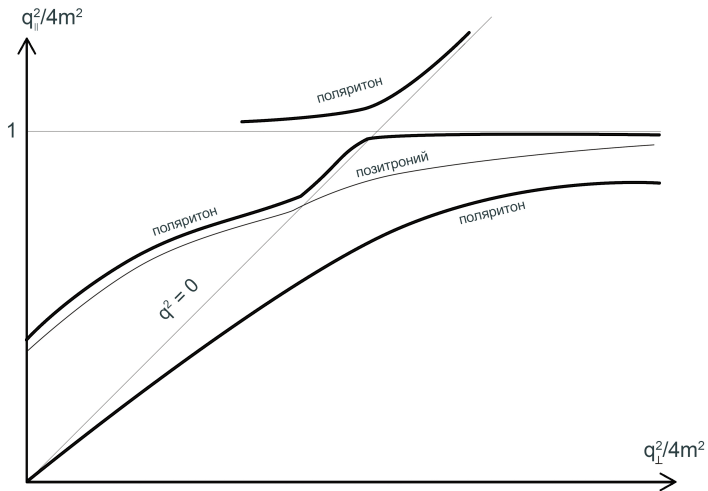
$$u = \frac{B/B_e}{\alpha^2} \frac{\exp(E_i(-\rho))}{\rho}, \quad E_i(-\xi) = \int_{-\infty}^{-\xi} \frac{\exp t}{t} dt,$$

При  $\rho < 1$

$$E_i(-\rho) = \gamma_E + \ln \rho + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-\rho)^k}{kk!}, \quad \gamma_E = 0.5772...$$

$$\lim_{\rho \rightarrow 0} \frac{\exp(E_i(-\rho))}{\rho} = \exp(\gamma_E).$$





Закон дисперсии для фотона моды 2 в сильном магнитном поле с учётом влияния позитрония