

# Влияние внешней активной среды на процесс двойного комптоновского рассеяния

Дмитрий Румянцев

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

19 февраля 2025

Сессия-конференция секции ядерной физики ОФН РАН,  
посвященная 70-летию В.А. Рубакова, Москва, Россия

В соавторстве с Т.А. Пуховым и М.В. Чистяковым

НЗ – очень интересные астрофизические объекты.  
Очень много проблем в моделях НЗ (охлаждение,  
радиоизлучение и т.п.).

Проблема: влияние различных квантовых процессов на  
рождение поляризованных фотонов в магнитосферах НЗ и  
формирование спектров (Suleimanov V. et. al. A&A 2012).

Комптоновское рассеяние,  $e\gamma \rightarrow e\gamma$ , является основным  
процессом, который учитывается при решении задачи переноса  
излучения.

Но число фотонов не меняется в этом процессе.

Расщепление фотона,  $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ , может играть важную роль как  
механизм производства фотонов (M. Chistyakov, D.R. et. al.  
PRD 2012, M. Chistyakov, D.R. et. al. EPJ Web Conf. 2016).

Расщепление фотона определенных поляриаций может быть кинематически подавлено.

Необходимо рассмотреть альтернативные механизмы.  
В этой работе мы анализируем процесс  $e\gamma \rightarrow e\gamma\gamma$  с учетом изменения дисперсионных свойств фотонов.

Процесс  $e\gamma \rightarrow e\gamma\gamma$  в плазме без магнитного поля (А.Р. Lightman, ApJ, 1981)

Условия в сильно замагниченных НЗ (магнитарах) очень экзотические.

Наружная часть коры магнитара

$$B \sim 10^{14} - 10^{16} \text{ Гс.}, B \gg B_e,$$

$$B_e = m^2/e \simeq 4.41 \times 10^{13} \text{ Гс.},$$

$$T \sim 10^8 - 10^9 \text{ К.}, T \ll \mu - m,$$

$$\frac{\rho_F}{m} \simeq 0.34 \frac{B_e}{B} \frac{\rho}{\rho_6}, \quad \rho \gtrsim \rho_6 = 10^6 \text{ г/см}^3$$

Магнитосфера

$$B \sim 10^{14} \text{ Гс.},$$

$$T \ll m, \mu = 0.$$

## Некоторые обозначения

$p^\mu$  и  $p'^\mu$  – 4-импульсы плазменных электронов,  
 $q^\mu$ ,  $q'^\mu$  и  $q''^\mu$  – 4-импульсы начального и конечных фотонов,  
 $(ab)_\perp = a_x b_x + a_y b_y$ ,  $(ab)_\parallel = a_0 b_0 - a_z b_z$ ,  $(a\varphi b) = a_y b_x - a_x b_y$ .

$$\varphi_{\alpha\beta} = F_{\alpha\beta}/B$$

$\tilde{\varphi}_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}\varepsilon_{\alpha\beta\mu\nu}\varphi_{\mu\nu}$  – безразмерный тензор  
электромагнитного поля и дуальный к нему.

# Дисперсия фотона в замагниченной среде

Поляризационные и дисперсионные свойства фотона определяются с.в.  $r_{\alpha}^{(\lambda)}(q)$  и с.з.  $\varkappa^{(\lambda)}(q)$  поляризационного оператора.

- Магнитное поле без плазмы.

с.в.  $r_{\mu}^{(\lambda)} = b_{\mu}^{(\lambda)}$  (А.Е. Шабад 1988), где

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

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

– линейная поляризация.

# Дисперсия фотона в замагниченной среде

- Предел  $B \gg B_e$ ,  $O(\alpha^2)$

– зарядово симметричная плазма  $\mu = 0$

– квазивыврожденная умеренно релятивистская плазма  
 $p_F/m \simeq v_F \ll 1$ ,  $v_F$  – скорость Ферми.

Аналогично магнитному полю без плазмы – 2 моды

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

Собственные значения п.о.

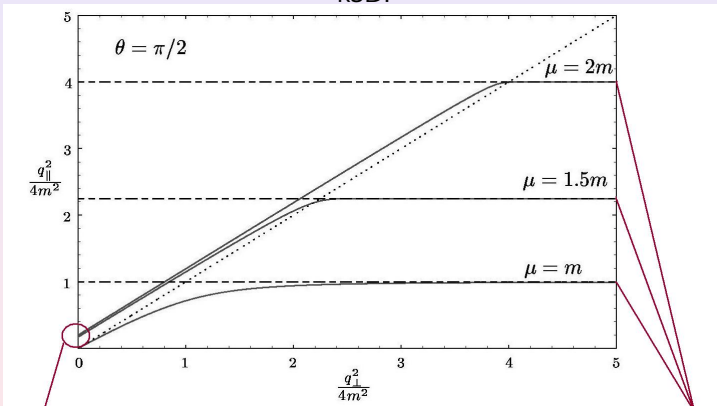
$$\varkappa^{(1)} \simeq -\frac{\alpha}{3\pi} q_{\perp}^2, \quad \varkappa^{(2)} \simeq -\frac{2\alpha}{\pi} eB \left[ \mathcal{J}(q_{\parallel}) + H \left( \frac{q_{\parallel}^2}{4m^2} \right) \right]$$

$H(z)$  – вклад магнитного поля.

$\mathcal{J}(q_{\parallel})$  – вклад замагниченной плазмы.

# Дисперсия фотона в замагниченной среде

Закон дисперсии фотона моды 2 при  $B \simeq 10^{16}$  Гс. и  $T \simeq 50$  кэВ.



$\omega_{pl}^2$

Пороги рождения  
 $e^+e^-$  - пар



Плазменная частота

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

В наших условиях

$$\omega_{pl}^2 \simeq (8\pi\alpha n_e)/m \quad \mu = 0, T \ll m$$

$$\omega_{pl}^2 = (2\alpha eV/\pi)v_F = (4\pi\alpha n_e)/m \quad \mu - m \gg T$$

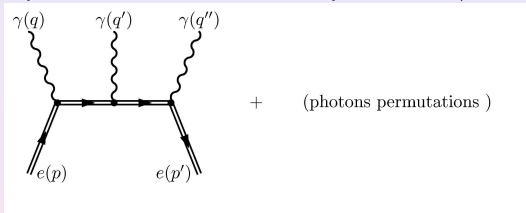
Каналы расщепления  $\gamma_2 \rightarrow \gamma_2\gamma_2$ ,  $\gamma_1 \rightarrow \gamma_2\gamma_2$  и  $\gamma_1 \rightarrow \gamma_1\gamma_2$  в области  $q^2 > 0$  кинематически закрыты.

Открыт канал  $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1\gamma_1$

Двойное комптоновское рассеяние  $e\gamma_2 \rightarrow e\gamma_2\gamma_2$  – лидирующий канал производства фотонов моды 2

# Амплитуда двойного комптоновского процесса

Диаграммы Фейнмана для процесса  $e\gamma \rightarrow e\gamma\gamma$ .



Нерелятивистская плазма во внешней части коры  $\omega \sim T \ll \mu - m$ ,  $v_F \ll 1$  и в магнитосфере НЗ  $\omega \sim T \ll m$ .

В этом пределе амплитуда

$$\mathcal{M}_{2 \rightarrow 22} \simeq -\frac{2(4\pi\alpha)^{3/2}}{m} \frac{\sqrt{q_{\parallel}^2 q_{\parallel}'^2 q_{\parallel}''^2}}{\omega\omega'\omega''} \left\{ \frac{q_z}{\omega} + \frac{q_z'}{\omega'} + \frac{q_z''}{\omega''} \right\}.$$

# Коэффициент поглощения фотона

Коэффициент поглощения фотона – вероятность изменения состояния фотона за счет тех или иных квантовых процессов (рассеяние, расщепление, слияние и т.п.) (M. Chistyakov and D.R. IJMPA 2009):

$$dW_{e\lambda \rightarrow e\lambda'\lambda''} = \frac{eB}{64(2\pi)^7\omega_\lambda} |\mathcal{M}_{\lambda \rightarrow \lambda'\lambda''}|^2 Z_\lambda Z_{\lambda'} Z_{\lambda''} \times \\ \times \delta(\omega + E - \omega' - \omega'' - E') \frac{dp_z d^3k' d^3k''}{EE'\omega'\omega''}$$

Перенормировка в.ф. фотона

$$\varepsilon_\alpha^{(2)}(q) \rightarrow \varepsilon_\alpha^{(2)}(q) \sqrt{Z_2}, \quad Z_2^{-1} = 1 - \frac{\partial \chi^{(2)}(q)}{\partial \omega^2} \simeq 1.$$

# Кинетическое уравнение

Кинетическое уравнение с учетом процессов рассеяния и рождения фотонов моды 2 в изотропном приближении (без магнитного поля Кельнер и Шиховцева, 1984)

$$\frac{df_{\omega}}{dt} = St_{scat} f_{\omega} + St_{cr} f_{\omega},$$

где

$$St_{scat} f_{\omega} = \frac{2}{15} \sigma_T n_e \frac{T}{m} \frac{1}{\omega^2} \frac{\partial}{\partial \omega} \left[ \omega^4 \left( \frac{\partial f_{\omega}}{\partial \omega} + f_{\omega} (1 + f_{\omega}) \right) \right]$$

$$St_{cr} f_{\omega} = \frac{64 \alpha^3 n_e}{45 m^4 \omega} \int_0^{\omega} d\omega'' \omega'' (\omega - \omega'') [f_{\omega - \omega''} f_{\omega''} - f_{\omega} (1 + 2f_{\omega''})]$$

# Эффективность производства фотонов

Оценка числа фотонов моды 2, рождаемых в процессе

$$e\gamma \rightarrow e\gamma\gamma$$

- без магнитного поля (A.P. Lightman, ApJ, 1981) для  $T = 5$  кэВ и  $n_e = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ :

$$\frac{dN^{vac}}{dVdt} \simeq 2.8 \cdot 10^{20} \left( \frac{1}{\text{см}^3 \text{ с}} \right).$$

- в магнитосфере сильно замагниченной нейтронной звезды:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dVdt} &\simeq 2 \frac{552\alpha^3 n_e T^5}{675\pi^2 m^4} \zeta(5) \simeq \\ &\simeq 1.6 \cdot 10^{17} \left( \frac{1}{\text{см}^3 \text{ с}} \right) \left( \frac{n_e}{3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}} \right) \left( \frac{T}{5 \text{ кэВ}} \right)^5. \end{aligned}$$

- Рассмотрен двойной комптоновский процесс,  $e\gamma \rightarrow e\gamma\gamma$ , в присутствии сильно замагниченной, зарядово-симметричной и зарядово-асимметричной, холодной плазмы.
- Исследованы изменения дисперсионных свойств фотонов в замагниченной среде. Показано, что как в условиях зарядово-симметричной, так и в условиях холодной, квазивыврожденной, умеренно релятивистской плазмы векторы поляризации фотонов **будут такими же, как и в магнитном поле без плазмы.**

- Показано, что влияние плазмы изменяет правила отбора поляризации по сравнению с чистым магнитным полем. В частности, наличие плазмы подавляет вероятности каналов расщепления фотонов  $\gamma_1 \rightarrow \gamma_1\gamma_2$  и  $\gamma_1 \rightarrow \gamma_2\gamma_2$  по сравнению с чистым магнитным полем.
- Получена оценка числа фотонов моды 2, рождаемых в процессе  $e\gamma \rightarrow e\gamma\gamma$  в магнитосфере сильно замагниченной нейтронной звезды. Показано, что процесс двойного комптоновского рассеяния может быть эффективным механизмом производства поляризованных фотонов в присутствии сильно замагниченной плазмы.

Спасибо за внимание !!!