

На правах рукописи

Подпись аспиранта

Елатонцев Вадим Александрович

ФИО аспиранта

РОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПАР ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ
ГАММА КВАНТА С ЛАЗЕРНОЙ ВОЛНОЙ.

наименование темы научно-квалификационной работы (заглавными буквами)

1.3.3 «Теоретическая физика»

отрасль науки (шифр и наименование научной специальности)

03.06.01 02 Теоретическая физика

наименование направленности (шифр и наименование направления)

Академическая степень **Исследователь. Преподаватель-исследователь**

НАУЧНЫЙ ДОКЛАД

Научный руководитель: д.ф.-м.н., доцент, директор ВШФФИ СПбПУ,
Дубов Виктор Викторович

ученая степень, ученое звание, должность, ФИО полностью

Научный доклад выполнен в ВШФФИ Физико-механического института федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»

Научный руководитель: д.ф.-м.н., доцент, директор ВШФФИ СПбПУ,
Дубов Виктор Викторович

ученая степень, ученое звание, должность, ФИО полностью

Рецензент: д.ф.-м.н., доцент, профессор кафедры физики СПбПУ,
Романов Владимир Викторович

ученая степень, ученое звание, должность, ФИО полностью

С научным докладом можно ознакомиться в библиотеке ФГАОУ ВО «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого» и на сайте Электронной библиотеки СПбПУ по адресу: <http://elib.spbstu.ru>.

Актуальность темы.

В современной науке большую популярность получили прикладные и фундаментальные исследования процессов квантовой электродинамики (КЭД) в сильных электромагнитных полях. При этом, достаточное внимание уделяется процессам в сильных рентгеновских полях вблизи нейтронных звезд. В частности, до сих пор нет объяснения аномальным потокам электрон-позитронных пар вблизи данных объектов.

Важно подчеркнуть, что процессы КЭД высших порядков по постоянной тонкой структуры в лазерном поле (процессы квантовой электродинамики стимулированные, либо модифицированные электромагнитным полем) могут протекать резонансным каналом. В электромагнитном поле могут возникать, так называемые, резонансы Олейника. По своей сути, возникновение подобных резонансов имеет сложную природу и они подразумевают, что в системе могут появиться процессы низкого порядка (стимулированные внешним полем процессы КЭД). Важно подчеркнуть, что вероятность появления такого процесса (с резонансными условиями, когда виртуальная частица выходит на массовую поверхность) может быть намного выше по порядку вероятности, чем процесс без внешнего поля..

В данной научной работе изучается теория рождения ультрарелятивистской электрон-позитронной пары при столкновении гамма-кванта с лазерной волной при условии, что все конечные частицы высоких энергий (конечный гамма-квант и электрон-позитронная пара) вылетают в узком конусе вдоль направления импульса начального гамма-кванта, для резонансного случая.

Вследствие этого, свойство **актуальности** приобретает область исследования разработки теоретических методов анализа резонансных процессов рождения электрон-позитронных пар. Эта тематика особенно актуальна во времена преодоления человечеством новых порогов энергии.

Объектом исследования является процесс рождения электрон-позитронных пар.

Предметом исследования является математический аппарат теоретической физики и её методы анализа.

Целью работы является исследование процесса рождения электрон-позитронных пар при взаимодействии гамма кванта с лазерной волной.

Из вышеизложенного, вытекает определенный вид **задач**:

- 1) Изучить кинематику процесса;
- 2) Получить явное выражение для амплитуды процесса;
- 3) Получить явные выражения для резонансной дифференциальной вероятности процесса;
- 4) Проанализировать и сравнить резонансный и нерезонансный случай процесса.

Научная новизна

- 1) Анализ и получение новых теоретических выражения для кинематики процесса в случае взаимодействия гамма кванта с лазерной волной;
- 2) Получение новых результатов для амплитуды вероятности ранее не исследованных процессов;
- 3) Рассчитана, ранее не полученная, резонансная дифференциальная вероятность для процесса второго порядка по постоянной тонкой структуры.

Практическая значение данной работы лежит в плоскости применения результатов для объяснения спектра позитронов вблизи пульсаров и иных экзотических объектов вселенной.

Методологическая основа исследования. В данной диссертационной работе для достижения позитивного результаты были использованы методы высшей математики и теоретические аспекты квантовой электродинамики. Вычисления в работе решаются с помощью использования математических пакетов.

Достоверность научных результатов однозначно определена строгим использованием в работе математического аппарата и вычислительного пакета Mathematica для решения уравнений. Также проведен сравнительных анализ полученных данных с известными научными публикациями.

Апробация работы

Была произведена на международной конференции 17th RUSSIAN GRAVITATIONAL CONFERENCE — INTERNATIONAL CONFERENCE ON GRAVITATION, COSMOLOGY AND ASTROPHYSICS (RUSGRAV-17)

Личный вклад автора

Все результаты диссертационного исследования проведены лично автором.

Публикации

Данные исследования были использованы в одном печатном издании, которое входит в наукометрические базы Web of Science и Scopus.

Объём и структура работы

Данная диссертация включает в себя введение, четыре главы, заключение, и список литературы. Объём работы состоит из 60 страниц и 15 рисунков. Список литературы состоит из 29 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

В **введении** изложен актуальный современный взгляд на данную тему НКР. Объясняется суть резонансных каналов и их возникновение в стимулированном электромагнитном поле. Подчеркиваются области физики, где такие процессы возможны.

Первая глава посвящена погружению в рассматриваемую тематику. Произведён обзор резонансов Олейника и условия их протекания. Рассмотрена теория распада процессов высших порядков на более низшие в стимулированном электромагнитном поле. Так же введен классический релятивистски-инвариантный параметр η . Его вид приведен ниже:

$$\eta = \frac{eF\lambda}{mc^2}, \quad (1)$$

где F и $\lambda = c/\omega$ - напряженность электрического поля и длина волны, e и m - заряд и масса электрона, ω - частота волны.

Во второй главе производится описание далее рассматриваемого процесса, с помощью введения диаграмм Фейнмана.

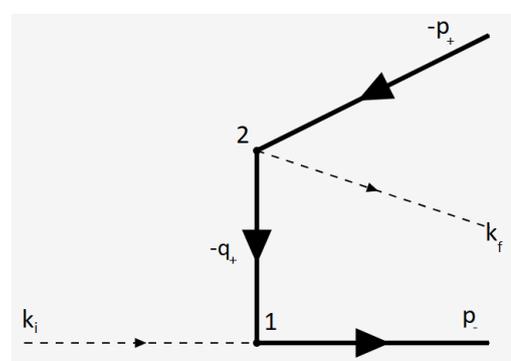
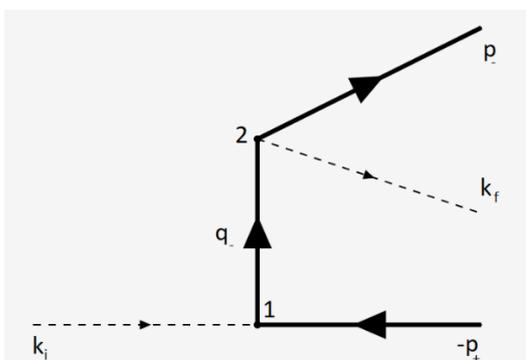


Рисунок 1 – Диаграммы Фейнмана процесса рождения электрон-позитронной пары при столкновении гамма-кванта с электромагнитной волной. Сплошные линии отвечают функциям Волкова электрона и позитрона, внутренние линии – функции Грина электрона (позитрона) в поле волны, штриховые линии – начальному и конечному гамма-квантам

Как видно из диаграмм, процесс может происходить по двум каналам. В одном случае промежуточной частицей является электрон, в другом случае позитрон. Далее вводятся выражения для всех элементов диаграммы: волновые функции позитрона и электрона в поле плоской монохроматической волны (функции Волкова), функции Грина электрона и позитрона в поле плоской волны, 4-потенциальные начального и конечного гамма-квантов.

Далее в главе приводится краткий алгоритм расчета амплитуд для двух процессов низших порядков в диаграммах: стимулированного лазерным полем процесса Брейта-Уиллера и стимулированного лазерным полем Комптон-процесса.

В третьей главе рассматривается кинематика процесса. В начале главы вводятся резонансные диаграммы Фейнмана.

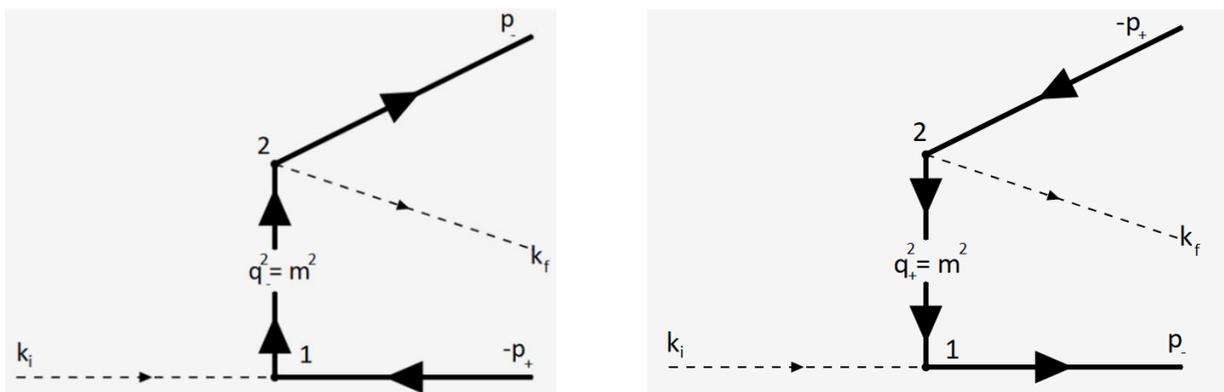


Рисунок 2 – Диаграммы Фейнмана процесса резонансного рождения электрон-позитронной пары при столкновении гамма-кванта с электромагнитной волной.

В дальнейшем изучается процесс для высокоэнергетических гамма-квантов и ультрарелятивистских электрона и позитрона. В этом случае все конечные частицы будут рождаться в узком конусе вдоль импульса начального гамма-кванта. При этом, полагается, что данный узкий конус находится далеко от основного направления распространения волны (если узкий конус частиц лежит вдоль направления волны, то резонансы пропадают).

Записывается закон сохранения 4-импульса для канала А.

$$k_i + rk = q_- + p_+. \quad (2)$$

В выражение r – количество поглощенных фотонов, а импульсы соответствующих частиц показаны на рисунке 2. Учитывается резонансное условие, а также, что $q_-^2 = p_+^2 = m^2$ и $k_i^2 = k^2 = 0$, соотношение выше выполняется только для $r \geq 1$. Таким образом, в условиях резонанса закон сохранения 4-импульса совместно с амплитудой определяют стимулированный лазерным полем процесс Брейта-Уиллера с поглощением r -фотонов волны. Далее подставляя выражение для промежуточного 4-импульса электрона q_- получается:

$$x_+ = \frac{2\varepsilon_i \pm \sqrt{4\varepsilon_i(\varepsilon_i - 1) - \delta_{i+}^2}}{(\delta_{i+}^2 + 4\varepsilon_i)}, \quad (3)$$

$$\varepsilon_i = \frac{\omega_i}{\omega_{thr}}, \quad \omega_{thr} = \frac{m^2}{\omega \sin^2(\theta_i/2)}. \quad (4)$$

Но выражение под квадратным корнем должно быть положительным. Поэтому отсюда следует два условия:

$$\varepsilon_i \geq 1 \Rightarrow \omega_i \geq \omega_{thr}, \quad (5)$$

$$0 \leq \delta_{i+} \leq \delta_{i+(\max)}, \quad \delta_{i+(\max)} = 4\varepsilon_i(\varepsilon_i - 1). \quad (6)$$

Или графически:

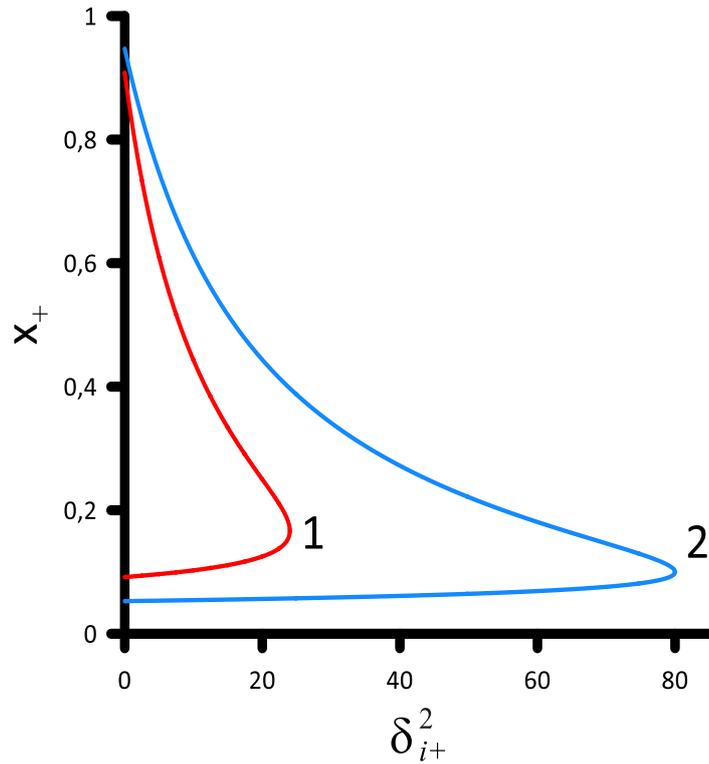


Рисунок 3 - Зависимость энергии позитрона (в единицах энергии начального гамма-кванта) от его угла вылета при различных энергиях начального гамма-кванта. Кривая 1 – отвечает энергии $\omega_i = 300 \text{ MeV}$ ($\varepsilon_i = 3$, $\omega_{thr} = 100 \text{ MeV}$), кривая 2 - $\omega_i = 500 \text{ MeV}$ ($\varepsilon_i = 5$, $\omega_{thr} = 100 \text{ MeV}$).

Из рисунка видно, что при нулевом угле вылета разность энергий позитрона между максимальным и минимальным значениями имеет наибольшую величину. С ростом угла вылета данная разность энергий позитрона уменьшается и для максимального угла вылета энергия позитрона принимает одно значение.

Далее в главе производится подобный анализ для канала В. Но в отличие от канала А для кинематических выражений требуется решить кубического уравнение:

$$x_-^3 \delta_{f-}^2 - x_-^2 \delta_{f-}^2 (1 - x_+) + x_- [1 + 4\varepsilon_i (1 - x_+)] - (1 - x_+) = 0, \quad (7)$$

где

$$x_- = \frac{E_-}{\omega_i}, \quad \delta_{f-}^2 = \frac{\theta_{f-}^2 \omega_i^2}{m^2}. \quad (8)$$

Отметим, что здесь x_+ - энергия позитрона, которая может иметь два значения и определяется соотношением полученным в расчете для канала А. Если электрон

вылетает вдоль импульса конечного гамма-кванта ($\delta_{f-}^2 = 0$), то энергия электрона принимает минимальное значение, равное:

$$x_- = x_{-(\min)} = \frac{(1-x_+)}{1+4\varepsilon_i(1-x_+)}. \quad (9)$$

Анализ кубического уравнения при $\delta_{f-}^2 \neq 0$ показывает, что существует две разные области значений параметра ε_i , в которых энергии электрона существенно различны. Так, в области:

$$1 \leq \varepsilon_i \leq 2, \quad (10)$$

энергия электрона принимает единственное значение, равное

$$x_- = \frac{(1-x_+)}{3} + \alpha_+ + \alpha_-, \quad (11)$$

где

$$\alpha_{\pm} = \left[-\frac{b}{2} \pm \sqrt{Q} \right]^{1/3}, \quad Q = \left(\frac{a}{3} \right)^3 + \left(\frac{b}{2} \right)^2, \quad (12)$$

$$a = \frac{1}{3\delta_{f-}^2} \left\{ 3[4\varepsilon_i(1-x_+)+1] - (1-x_+)^2 \delta_{f-}^2 \right\}, \quad (13)$$

$$b = \frac{2(1-x_+)}{27\delta_{f-}^2} \left\{ (1-x_+) [18\varepsilon_i - (1-x_+)\delta_{f-}^2] - 9 \right\}. \quad (14)$$

При этом, угол вылета электрона лежит в интервале:

$$0 < \delta_{f-}^2 \leq \delta_{f-(\max)}^2, \quad \delta_{f-(\max)}^2 = \frac{3[4\varepsilon_i(1-x_+)+1]}{(1-x_+)^2}. \quad (15)$$

Таким образом, графически получается следующая картина:

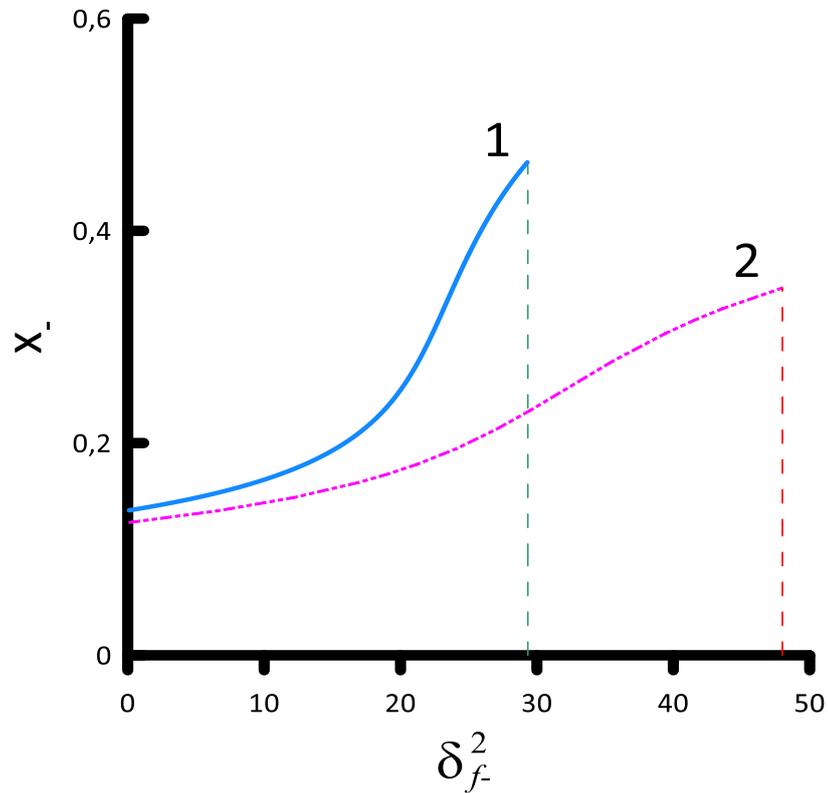


Рисунок 4 - Зависимость энергии электрона (в единицах энергии начального гамма кванта) от параметра δ_{f-}^2 для энергии начального гамма-кванта $E_i = 150 \text{ MeV}$ ($\varepsilon_i = 1.5$). Кривая 1 соответствует энергии позитрона $E_+ = 37.5 \text{ MeV}$ ($x_+ = 0.25$), кривая 2 - $E_+ = 75 \text{ MeV}$ ($x_+ = 0.5$) при вылете позитрона под углом $\delta_{+i}^2 = 2$.

На рисунке 4 показана зависимость энергии электрона от его угла вылета в области энергий начального электрона при фиксированном угле вылета позитрона (двух возможных энергиях позитрона). Из рисунка видно, что спектр энергий электрона при фиксированных значениях энергии позитрона меняется от минимального значения до максимальной величины для предельного угла вылета.

Но если же энергии начального гамма-кванта и позитрона лежат в интервалах:

$$\varepsilon_i > 2, \quad x_+ < 1 - \frac{2}{\varepsilon_i}, \quad (16)$$

то картина существенно меняется. В области углов:

$$0 < \delta_{f-}^2 \leq \delta_-^2, \quad \delta_+^2 \leq \delta_{f-}^2 \leq \infty, \quad (17)$$

имеем единственное решение.

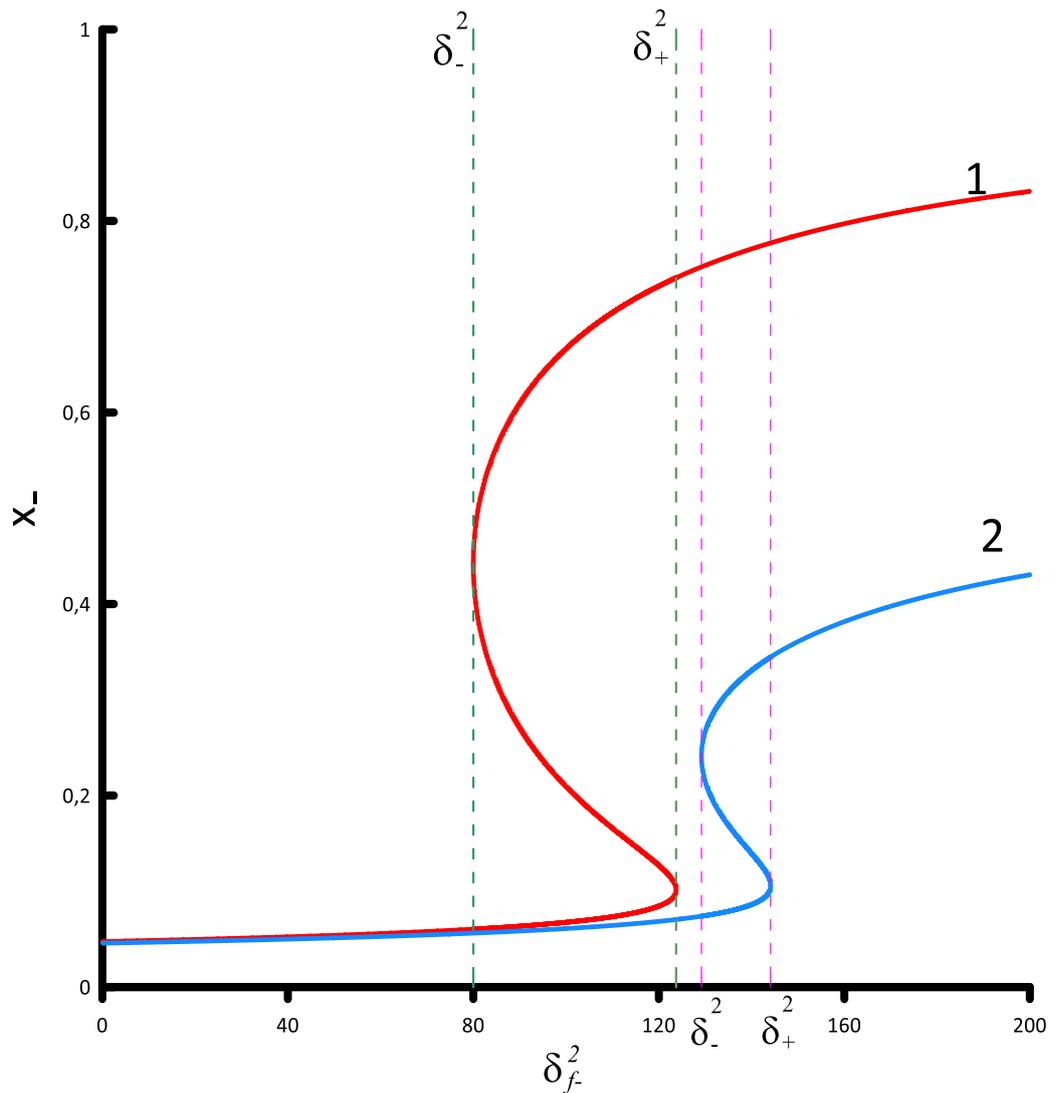


Рисунок 5. Зависимость энергии электрона (в единицах энергии начального гамма кванта) от параметра δ_{f-}^2 для энергии начального гамма-кванта $E_i = 500$ MeV ($\varepsilon_i = 5, \omega_{thr} = 100$ MeV). Линия 1 соответствует энергии позитрона, линия 2 энергии позитрона $E_+ = 25$ MeV ($x_+ = 0.05$), при вылете позитрона под углом $\delta_{+i}^2 = 20$.

Следует подчеркнуть, что для канала. А энергетический спектр позитрона зависит только от его относительного угла вылета, по отношению к импульсу начального гамма-кванта. Следует учесть, что для каждого угла энергия позитрона может принимать два значения вплоть до максимального угла вылета. Энергия же электрона зависит не только от его угла вылета относительно импульса конечного гамма-кванта, но и от угла вылета позитрона. Кроме этого, энергетический спектр электрона качественно отличается от соответствующего спектра позитрона, что

можно увидеть при сравнении рисунков. В случае канала В ситуация меняется на обратную (резонансная кинематика для канала В получается из кинематики канала А заменой 4-импульсов частиц пар). Теперь энергетический спектр электрона зависит только от его угла вылета относительно импульса начального гамма-кванта, а энергетический спектр позитрона зависит от его угла вылета относительно импульса конечного гамма-кванта и угла вылета электрона. В силу этого, каналы А и В различимы и не интерферируют.

В четвертой главе производится математический расчет резонансной дифференциальной вероятности. В поле слабой волны наиболее вероятны процессы с поглощением одного фотона волны в первой и второй вершинах. Так как каналы А и В не интерферируют, то вначале получим вероятность процесса для канала А (соответствующая вероятность для канала В получается заменой 4-импульсов). Вероятность (в единицу времени и единицу объема) получается из амплитуды стандартным образом. Выражение для амплитуда имеет следующий вид:

$$S = ie^2 \int d^4x_1 d^4x_2 \bar{\Psi}_{p_-}(x_2) \cdot \hat{A}_f^*(x_2) \cdot G(x_2, x_1 | A) \cdot \hat{A}_i(x_1) \cdot \Psi_{-p_+}(x_1) + (p_+ \leftrightarrow p_-), \quad (18)$$

где

$$\Psi_{-p_+}(x_1) = \frac{1}{\sqrt{2E_+}} \mathfrak{T}_{-p_+}(x_1) v_{-p_+}, \quad \bar{\Psi}_{p_-}(x_2) = \frac{\bar{u}_{p_-}}{\sqrt{2E_-}} \bar{\mathfrak{T}}_{p_-}(x_2), \quad (19)$$

$$G(x_2, x_1 | A) = \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \cdot \mathfrak{T}_p(x_2) \cdot \frac{\hat{p} + m}{p^2 - m^2} \cdot \bar{\mathfrak{T}}_p(x_1), \quad (20)$$

$$\mathfrak{T}_p(x) = \left[1 + \frac{e}{2(kp)} \cdot \hat{k} \cdot \hat{A}(kx) \right] \cdot \exp[iS_p(x)], \quad (21)$$

$$S_p(x) = -(px) - \frac{e}{(kp)} \cdot \int_0^{kx} d\phi \cdot \left[pA(\phi) - \frac{e}{2} A^2(\phi) \right], \quad (22)$$

$$A_i^\mu(x_1) = \sqrt{\frac{2\pi}{\omega_i}} \exp(-ik_i x_1) \varepsilon^\mu, \quad A_f^{*\nu}(x_2) = \sqrt{\frac{2\pi}{\omega_f}} \exp(ik_f x_2) \varepsilon^{*\nu}. \quad (23)$$

Здесь $\Psi_{-p_+}(x_1)$, $\bar{\Psi}_{p_-}(x_2)$ - волновые функции Волкова для электрона и позитрона, $A_i^\mu(x_1)$, $A_f^{*\nu}(x_2)$ - 4-потенциалы начального и конечного гамма-квантов, а $G(x_2, x_1|A)$ - функция Грина электрона (или позитрона) в поле плоской волны, Учитывая, что рассматривается слабое поле, то амплитуда примет следующий вид:

$$S = \sum_{l=-\infty}^{\infty} S_l, \quad (24)$$

где парциальная амплитуда с излучением или поглощением фотонов волны имеет вид:

$$S_l = \frac{i(2\pi)^4 \pi e^2}{\sqrt{E_- E_+ \omega_i \omega_f}} e^{id'} (\bar{u}_{p_-} M_l v_{-p_+}) \delta^{(4)}(p_- + p_+ + k_f - k_i + lk), \quad (25)$$

$$M_l = \varepsilon_\mu \varepsilon_{\mu'}^* \sum_{r=-\infty}^{\infty} \left[K_{l+r}^{\mu'}(p_-, q_-) \frac{\hat{q}_- + m}{q_-^2 - m^2} \cdot P_{-r}^\mu(q_-, p_+) + K_{l+r}^{\mu'}(p_+, q_+) \frac{\hat{q}_+ + m}{q_+^2 - m^2} \cdot P_{-r}^\mu(q_+, p_-) \right]. \quad (26)$$

В выражении под знаком суммы первое слагаемое отвечает каналу А, а второе слагаемое – каналу В. Данные амплитуды имеют следующий вид:

$$P_{-r}^\mu(p', p) = \gamma^\mu L_{-r}(\gamma_{p'p}, \chi_{p'p}) + \frac{1}{4} \eta m \left(\frac{\hat{e}_- \hat{k} \gamma^\mu}{(kp')} + \frac{\gamma^\mu \hat{e}_- \hat{k}}{(kp)} \right) L_{-r-1} + \frac{1}{4} \eta m \left(\frac{\hat{e}_+ \hat{k} \gamma^\mu}{(kp')} + \frac{\gamma^\mu \hat{e}_+ \hat{k}}{(kp)} \right) L_{-r+1} \quad (27)$$

$$K_{l+r}^{\mu'}(p', p) = \gamma^{\mu'} L_{l+r}(\gamma_{p'p}, \chi_{p'p}) + \frac{1}{4} \eta m \left(\frac{\hat{e}_- \hat{k} \gamma^{\mu'}}{(kp')} - \frac{\gamma^{\mu'} \hat{e}_- \hat{k}}{(kp)} \right) L_{l+r-1} + \frac{1}{4} \eta m \left(\frac{\hat{e}_+ \hat{k} \gamma^{\mu'}}{(kp')} - \frac{\gamma^{\mu'} \hat{e}_+ \hat{k}}{(p)} \right) L_{l+r+1} \quad (28)$$

Усреднение и суммирование по поляризациям начальной и конечных частиц проводится стандартно. После простых выкладок получается вероятность (в единицу времени) в следующем виде:

$$dW = \frac{\alpha^2 \eta^4}{\pi^3} K_1 \frac{G}{|q_-^2 - m^2|^2} P_1 \delta^{(4)}(p_- + p_+ + k_f - k_i - 2k) d^3 k_f d^3 p_- d^3 p_+. \quad (29)$$

Здесь α - постоянная тонкой структуры, функция $G \sim 1$, функция P_1 определяет вероятность стимулированного рентгеновским полем процесса Брейта-Уиллера, а функция K_1 определяет вероятность стимулированного рентгеновским полем Комптон-эффекта.

Запишем в явном виде:

$$P_1 = 2u - 1 + \frac{2u}{u_1} \left(1 - \frac{u}{u_1} \right), \quad (30)$$

$$K_1 = 2 + \frac{v^2}{1+v} - \frac{4v}{v_1} \left(1 - \frac{v}{v_1} \right). \quad (31)$$

Здесь соответствующие релятивистски-инвариантные параметры имеют вид:

$$u = \frac{(kk_i)^2}{4(kp_+)(kq_-)} = \frac{1}{4x_+(1-x_+)}, \quad u_1 = \frac{(kk_i)}{2m^2} = \varepsilon_i, \quad (32)$$

$$v = \frac{(kk_f)}{(kp_-)} = \frac{(1-x_+-x_-)}{x_-}, \quad v_1 = \frac{2(kq_-)}{m^2} = 4\varepsilon_i(1-x_+). \quad (33)$$

Интегрирование по трехмерному импульсу конечного гамма-кванта, а также по энергии электрона с помощью $\delta^{(4)}$ -функций сводится к замене с использованием свойства дельта функции в виде:

$$\delta^{(4)}(\dots) d^3k_f d^3p_- d^3p_+ \rightarrow \frac{1}{4} \omega_i m^4 x_-^2 x_+^2 dx_+ d\delta_{i+}^2 d\delta_{f-}^2 d\varphi_{i+} d\varphi_{f-}. \quad (34)$$

Здесь φ_{i+} и φ_{f-} - соответствующие азимутальные углы позитрона и электрона. Резонансную бесконечность можно убрать, сделав мнимую добавку. Используя это имеем:

$$|q_-^2 - \mu^2|^2 = 16m^4 \left[x_{i+}^2 (\delta_{i+}^2 - \delta_{res}^2) + \frac{4\Gamma_i^2}{m^2} \right], \quad (35)$$

Учитывая выкладки выше, можно получить выражение для дифференциальной резонансной вероятности:

$$dW = \frac{\alpha^2 \eta^4}{64\pi^3} K_1 \frac{G\omega_i}{\left[x_{i+}^2 (\delta_{i+}^2 - \delta_{res}^2) + \frac{4\Gamma_i^2}{m^2} \right]} P_1 x_-^2 x_+^2 dx_+ d\delta_{i+}^2 d\delta_{f-}^2 d\varphi_{i+} d\varphi_{f-}. \quad (36)$$

При $\delta_{i+}^2 \rightarrow \delta_{res}^2$ величина резонансной вероятности принимает максимальную величину:

$$dW_{\max} = \frac{1}{(\alpha\eta^2)^2} \left[\frac{\alpha^2}{\pi} \eta^4 K_1 \frac{G\omega_i}{K_i^2 (1-x_+)^2} P_1 x_-^2 x_+^2 dx_+ d\delta_{i+}^2 d\delta_{f-}^2 d\varphi_{i+} d\varphi_{f-} \right]. \quad (37)$$

Откуда видно, что для полей при $\eta = 0.1$ величина максимальной резонансной вероятности может на 8 порядков величины превышать нерезонансную дифференциальную вероятность данного процесса.

Заключение

В результате проведенного исследования процесса резонансного рождения электрон-позитронных пар при столкновении гамма-кванта с лазерной волной можно сделать следующие выводы:

1. Резонансный процесс имеет порог на энергию начального гамма-кванта. В области рентгеновских частот пороговая энергия имеет порядок величины $\omega_{thr} \sim 10 \div 100 \text{ MeV}$. В силу этого начальный гамма-квант должен быть высокоэнергетическим $\omega_i \geq \omega_{thr}$.
2. В резонансных условиях начальный процесс второго порядка в поле волны эффективно описывается распадом на два процесса низкого (первого) порядка: стимулированный рентгеновским полем процесс Брейта-Уиллера и стимулированный рентгеновским полем Комптон-эффект. Конечный гамма-квант и пара являются ультрарелятивистскими по энергиям. Их движение находится в узком конусе вдоль импульса начального гамма-кванта.
3. Энергетические спектры электрона и позитрона качественно отличаются и переходят друг в друга при переходе от канала А к каналу В. Так, для канала А энергия позитрона определяется его углом вылета и может принимать два значения вплоть до максимального угла вылета. При этом, энергия электрона определяется не только его углом вылета, но и углом вылета позитрона и может принимать от одного до трех значений.
4. Резонансная дифференциальная вероятность (в единицу времени) может на 8 порядков величины превышать нерезонансную дифференциальную вероятность.

Публикации по теме научно-квалификационной работы

1. Yelatontsev, V.A.; Roshchupkin, S.P; Dubov, V.V. Resonant Production of an Ultrarelativistic Electron-Positron Pair at the Gamma Quantum Scattering by a Field of the X-ray Pulsar. Universe 2020, 6, 164