

01;02

Рождение пар на встречных электрон-лазерных пучках

© П.А. Головинский

Поступило в Редакцию 18 декабря 1996 г.

Рассмотрено столкновение высокоэнергетического электронного пучка с лазерным излучением. Показано, что при энергии электронов 800 ГэВ, лазерном импульсе с интенсивностью 10^{20} W/cm², длине волны 248 nm и длительности 300 fs начальный электрон порождает 60 электронов и позитронов.

Как показано ранее [1–4], при взаимодействии лазерного излучения с электронами возможно ударное рождение электрон-позитронных пар на атомных ядрах при интенсивностях поля $\sim 10^{20-21}$ W/sm².

В то же время прямое воздействие лазерного излучения недостаточно для рождения электрон-позитронных пар. Для осуществления этого процесса необходима по крайней мере интенсивность 10^{28} W/sm², при которой работа поля на комптоновской длине волны соответствует энергии рождения электрон-позитронной пары, что вряд ли достижимо в обозримом будущем. С другой стороны, использование для этой цели электрон-лазерных пучков позволяет уменьшить требования к интенсивности лазерного излучения. Одна из возможных схем при этом заключается в применении геометрии встречных пучков [5], которая весьма типична для электронных и протонных ускорителей. При этом лазерное излучение в собственной системе частицы станет жестким за счет эффекта Доплера.

Как известно, сечение σ инвариантно относительно преобразований Лоренца. Сечение рождения пар при столкновении фотона с электроном в системе отсчета, где электрон первоначально покоился, есть [6]

$$\sigma = \sigma_0 \left(\ln \frac{\omega}{m} - 3.47 \right), \quad (1)$$

где $\sigma_0 = \frac{28}{9} \alpha r_e^2$, где r_e — классический радиус электрона, ω — частота лазерного фотона в собственной системе отсчета.

Переходя к лабораторной системе отсчета, для ультррелятивистских электронов с энергией E получим

$$\sigma = \sigma_0 \left(\ln \frac{2\omega_0 E}{m^2} - 3.47 \right), \quad (2)$$

где ω_0 — частота лазерного излучения в лабораторной системе отсчета. Характерная начальная энергия электрона, требуемая для эффективного осуществления процесса, составляет $E_0 = 20m^2/\omega_0 = 800 \text{ GeV}$ при длине волны лазерного излучения $\lambda = 248 \text{ nm}$. Импульс такого электрона в лабораторной системе отсчета намного больше импульса лазерного фотона. Это означает, что вторичные частицы будут лететь в направлении исходного электрона с понижением энергии после каждого столкновения с фотонами.

Следуя теории ливней [7], рассмотрим модель, в которой в результате столкновения γ -кванта с электроном рождается электрон-позитронная пара и энергия перераспределяется так, что на каждую частицу приходится по $\beta = 1/3$ энергии исходной частицы. Далее происходит столкновение этих частиц с фотонным потоком лазерного излучения с рождением новых пар и т. д. Занумеруем индексом k поколение частиц в энергетическом слое с энергией $E_k = \beta^k E$. Тогда для $k + 1$ слоя можно записать кинетическое уравнение

$$\frac{dN_{k+1}}{dt} = -W_{k+1}N_{k+1} + W_k N_k / \beta, \quad (3)$$

где N_k — полное число частиц в k -м энергетическом слое, W_k — вероятность процесса рождения электрон-позитронной пары. Воспользуемся явным видом для $W_k = F\sigma = a - bk$, где $a = \sigma_0(F \ln(2\omega_0 E/m^2) - 3.47)$, $b = \sigma_0 F \ln \beta^{-1}$.

Выразив в уравнении (3) разность через производную, перейдем к дифференциальному уравнению в частных производных, заменив дискретный индекс k на непрерывный параметр x :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} (W(x)N) + 2W(x)N. \quad (4)$$

Произведем замену переменных $n(x, t) = W(x)N(x, t)$. Тогда

$$\frac{1}{W(x)} \frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial n}{\partial x} + 2n. \quad (5)$$

Для решения уравнения (5) необходимо задать начальное распределение, которое мы выберем моноэнергетическим и опишем при помощи δ -функции в виде

$$N(x, 0) = \delta(x) = \lim_{\gamma \rightarrow \infty} g(x, \gamma), \quad (6)$$

где $g(x, \gamma) = \frac{1}{\gamma\sqrt{\pi}} \exp(-x^2/\gamma^2)$ — начальное распределение, нормированное на один электрон.

Решение квазилинейного уравнения (5) с начальным условием $n(x, 0) = g(x, \gamma)W(x)$ можно найти методом характеристик [8], и оно имеет вид

$$N_\gamma(x, t) = \frac{1}{\gamma\sqrt{\pi}} e^{2x+bt} \exp\left(-f(x, t) \left(2 + \frac{f(x, t)}{\gamma^2}\right)\right), \quad (7)$$

где $f(x, t) = (a - (a - bx)e^{bt})/b$.

Полное количество образовавшихся к моменту времени t частиц, соответствующих одному затравочному электрону, есть

$$\tilde{N}(t) = \lim_{\gamma \rightarrow \infty} \int_0^\infty N_\gamma(x, t) dx. \quad (8)$$

Определенный интеграл в формуле (8) вычисляется аналитически, и после перехода к пределу получим

$$\tilde{N}(t) = \exp\left(\frac{2a}{b}(1 - e^{-bt})\right). \quad (9)$$

Оценим число частиц, образующихся при энергии E_0 в расчете на один электрон. Параметры сфокусированного лазерного излучения возьмем в соответствии с данными для мощного эксимерного лазера [9]: интенсивность в фокусном пятне $I = 10^{20}$ W/cm², длительности лазерного импульса $\tau = 300$ fs. При этом полная плотность потока фотонов за время импульса τ составит $F\tau = I\tau/\omega_0 = 3 \cdot 10^{27}$ см⁻². В этих условиях $b\tau \gg 1$ и рождается $\tilde{N} \approx 60$ на один затравочный электрон. Таким образом, рассмотренное явление имеет все характерные черты пробоя вакуума.

В настоящее время на базе линейного ускорителя Станфордского центра (SLAC) проводятся исследования взаимодействия пучков

электронов высокой энергии и сфокусированного лазерного излучения [10]. При тестовом испытании системы зарегистрировано нелинейное комптоновское рассеяние при энергии электронов в пучке 46.6 eV и интенсивности сфокусированного лазерного излучения 10^{18} W/cm² с длинами волн 1054 и 527 nm. Дальнейшее совершенствование системы предполагает также эксперименты по наблюдению рождения электрон-позитронных пар. Это позволяет надеяться на постановку эксперимента с конфигурацией встречных пучков, рассмотренной в данной работе, с целью изучения явления пробоя вакуума.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Международного научного фонда Дж. Сороса (грант 95-D616).

Список литературы

- [1] Бункин Ф.В., Казаков А.Е. // ДАН СССР. Сер. физ. 1970. Т. 193. № 6. С. 1274–1275.
- [2] Boyer K., Luk T.S., Rhodes C.K. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 557–560.
- [3] Головинский П.А. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. В. 7. С. 355–357.
- [4] Golovinski P.A. // J. of Nonlin. Opt. Phys. and Mat. 1996. V. 5. N 1. P. 139–164.
- [5] Golovinski P.A. // Proc. of 7th International Conference of Multiphoton Processes, Garmisch-Partenkirchen, 1996. B25.
- [6] Akhiezer A.I., Berestetskii V.B. // Quantum electrodynamics. N.Y.: Interscience Publishers, 1965.
- [7] Ахиезер А.И., Шульга Н.Ф. // Электродинамика высоких энергий в веществе. М.: Наука, 1993. 344 с.
- [8] Смирнов В.И. // Курс высшей математики. Т. 4. М.: ГИТТЛ, 1957. 812 с.
- [9] Voita B. et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 1993. V. 10. P. 1180–1184.
- [10] Vula C. et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. P. 3116–3119.