

О рождении e^+e^- -пар сталкивающимися электромагнитными импульсами

Н. Б. Нарожный¹⁾, С. С. Буланов^{1)*}, В. Д. Мур, В. С. Попов*

Московский инженерно-физический институт, 115409 Москва, Россия

*Институт теоретической и экспериментальной физики, 117218 Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 августа 2004 г.

Рассматривается процесс рождения электрон-позитронных пар из вакуума в электромагнитном поле, возникающем при взаимодействии двух противоположно направленных фокусированных лазерных импульсов. Используя реалистическую трехмерную модель электромагнитного поля фокусированной волны, являющуюся точным решением уравнений Максвелла, мы изучаем зависимость числа родившихся пар от интенсивности лазерного импульса и от параметра фокусировки. Показано, что рождение e^+e^- -пар становится экспериментально наблюдаемым процессом при интенсивности каждого из пучков $I \sim 10^{26}$ Вт/см², что на два порядка меньше, чем для одиночного импульса.

PACS: 12.20.Ds

Эффект рождения электрон-позитронных пар из вакуума под действием сильного постоянного электрического поля был предсказан много лет тому назад [1, 2]. Точная формула для мнимой части лагранжиана электромагнитного поля, $\text{Im } \mathcal{L}$, возникающей вследствие взаимодействия его с вакуумом заряженных частиц со спином 0 и 1/2, получена в [3] и в [4] в случае векторных бозонов. При напряженностях электрического поля, много меньших "критической", точные выражения для $\text{Im } \mathcal{L}$ [3, 4] переходят в формулы работ [1, 2]. В литературе такой процесс рождения e^+e^- -пар получил название эффекта Швингера.

Вероятность рождения e^+e^- -пар из вакуума определяется "критическим" [1, 2] значением электрического поля $\mathcal{E}_{cr} = m^2c^3/e\hbar = 1.32 \cdot 10^{16}$ В/см, характерным для КЭД. При таких значениях напряженности поля электрон-позитронная пара приобретает энергию порядка mc^2 на расстоянии комптоновской длины волны электрона. Однако постоянное поле такой напряженности невозможно получить экспериментально. Поэтому многие исследователи сосредоточились на теоретическом исследовании процесса рождения пар под действием переменных во времени электрических полей [5–13], которые могут быть получены с помощью лазеров [14].

Последние успехи в лазерной технологии привели к тому, что интенсивности лазеров возросли на много порядков и достигли значений $\sim 10^{22}$ Вт/см², что, однако, далеко еще от "критической" интенсивности $I_{cr} = \frac{c}{4\pi} \mathcal{E}_{cr}^2 = 4.6 \cdot 10^{29}$ Вт/см². Недавно было пред-

ложено несколько путей достижения $I \sim I_{cr}$. Один из них продемонстрирован в эксперименте SLAC, где были исследованы нелинейные процессы в КЭД, возникающие при взаимодействии высокоэнергетичных электронов и фотонов с лазерными импульсами. Сначала были проведены эксперименты по нелинейному комптоновскому рассеянию электронов с энергией 46.6 ГэВ на лазерном импульсе с интенсивностью 10^{18} Вт/см² [15]. Потом та же группа исследователей обнаружила рождение e^+e^- -пар при взаимодействии лазерных фотонов, рассеянных назад 46.6 ГэВ-ным электронным пучком до энергий порядка нескольких ГэВ, с импульсом второго лазера [16]. Результаты этого эксперимента являются первым лабораторным свидетельством неупругого рассеяния света на свете при участии только реальных фотонов. Другая возможность получения электромагнитных полей сверхвысокой интенсивности указана в [17]. В предложенной схеме напряженность порядка \mathcal{E}_{cr} достигается при нелинейном взаимодействии электромагнитной и ленгмюровской волн в плазме. При этом происходит сжатие импульса, увеличение частоты и его фокусирование опрокидывающейся ленгмюровской волной. Таким образом, детальное рассмотрение эффекта Швингера в зависящих от времени электромагнитных полях и, в частности, в поле фокусированных импульсов, становится актуальным с экспериментальной точки зрения.

Как известно [3], плоская электромагнитная волна произвольной интенсивности и спектрального состава не рождает e^+e^- -пары из вакуума, поскольку оба инварианта электромагнитного поля $\mathcal{F} = (\mathbf{E}^2 - \mathbf{H}^2)/2$

¹⁾e-mail: narozhny@theor.mephi.ru, bulanov@heron.itep.ru

и $\mathcal{G} = (\mathbf{E} \cdot \mathbf{H})$ равны нулю. В работе [18] эффект Швингера был изучен для фокусированного импульса, описываемого реалистической трехмерной моделью поля, предложенной в [19]. В отличие от пространственно однородного электрического поля, зависящего от времени [5–13], эта модель основана на точном решении уравнений Максвелла. В настоящей работе мы рассматриваем эффект Швингера в поле двух когерентных противоположно направленных фокусированных лазерных импульсов, каждый из которых описывается моделью [19]. Использование суперпозиции двух фокусированных импульсов позволяет обнаружить рождение e^+e^- -пар при интенсивностях, значительно меньших, чем в случае одиночного импульса [18]. Проведено также сравнение с результатами, полученными ранее [5–13] для модели однородного поля $\mathcal{E}(t)$, и определена точность этого приближения²⁾.

Используемый нами метод основан на том, что характерная длина процесса определяется комптоновской длиной, $\lambda_c = \hbar/mc$, которая много меньше, чем длина волны лазерного излучения: $\lambda_c \ll \lambda$. Поэтому в произвольной точке поля можно вычислить число рожденных пар в единице объема в единицу времени в соответствие с формулами [1–3] для постоянного однородного поля и получить полное число рожденных частиц как интеграл по объему V и длительности импульса τ :

$$N = \frac{e^2 \mathcal{E}_{cr}^2}{4\pi^2 \hbar^2 c} \int_V dV \int_0^\tau dt \epsilon \eta \coth \frac{\pi \eta}{\epsilon} \exp\left(-\frac{\pi}{\epsilon}\right). \quad (1)$$

Здесь $\epsilon = \mathcal{E}/\mathcal{E}_{cr}$, $\eta = \mathcal{H}/\mathcal{E}_{cr}$ – приведенные поля, а \mathcal{E} и \mathcal{H} – инварианты, имеющие смысл напряженностей электрического и магнитного полей в той системе отсчета, где они параллельны:

$$\mathcal{E} = \sqrt{(\mathcal{F}^2 + \mathcal{G}^2)^{1/2} + \mathcal{F}}, \quad \mathcal{H} = \sqrt{(\mathcal{F}^2 + \mathcal{G}^2)^{1/2} - \mathcal{F}}. \quad (2)$$

Хорошо известно, что электромагнитное поле фокусированного светового пучка не поперечно, поэтому, строго говоря, ему нельзя приписать определенный тип поляризации. Однако всегда можно представить поле фокусированного пучка как суперпозицию электромагнитных полей с поперечным, только электрическим или только магнитным векторами [20], и для каждого из этих полей определить поляризацию

²⁾ Такое поле приближенно реализуется вблизи пучностей стоячей световой волны, получающейся при суперпозиции двух лазерных лучей.

для вектора, который поперечен. Такие поля называются, соответственно, e - и h -поляризованными. В данной работе мы ограничимся рассмотрением полей e -типа.

Как показано в [19], существует точное решение уравнений Максвелла в вакууме, которое описывает волну, распространяющуюся вдоль оси z :

$$\mathbf{E}^e = iE_0 e^{-i\varphi} \{F_1(\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y) - F_2 e^{\pm 2i\phi}(\mathbf{e}_x \mp i\mathbf{e}_y)\}, \quad (3)$$

$$\mathbf{H}^e = \pm E_0 e^{-i\varphi} \left\{ \left(1 - i\Delta^2 \frac{\partial}{\partial \chi}\right) [F_1(\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y) + F_2 e^{\pm 2i\phi}(\mathbf{e}_x \mp i\mathbf{e}_y)] + 2i\Delta e^{\pm i\phi} \frac{\partial F_1}{\partial \xi} \mathbf{e}_z \right\}. \quad (4)$$

Здесь ω – частота, x , y и z – пространственные координаты,

$$\begin{aligned} \varphi &= \omega(t - z/c), \quad \xi = \rho/R, \quad \chi = z/L, \\ \rho &= \sqrt{x^2 + y^2}, \quad \exp(i\phi) = (x + iy)/\rho, \\ \Delta &\equiv c/\omega R = \lambda/2\pi R, \quad L \equiv R/\Delta. \end{aligned} \quad (5)$$

Поля (3) и (4) описывают фокусированный лазерный пучок [19], причем R можно интерпретировать как радиус фокального пятна, L – дифракционная длина, и Δ – параметр фокусировки. Следует отметить, что если даже лазерный пучок сфокусирован так, что $R \sim \lambda$ (дифракционному пределу), то параметр $\Delta \sim 10^{-1}$. Поэтому мы будем предполагать, что $\Delta \ll 1$. Решение, описывающее гауссовские пучки, при $\Delta \ll 1$ имеет вид

$$\begin{aligned} F_1 &= (1 + 2i\chi)^{-2} \left(1 - \frac{\xi^2}{1 + 2i\chi}\right) \exp\left(-\frac{\xi^2}{1 + 2i\chi}\right), \\ F_2 &= -\xi^2 (1 + 2i\chi)^{-3} \exp\left(-\frac{\xi^2}{1 + 2i\chi}\right). \end{aligned} \quad (6)$$

Для того, чтобы описать лазерный импульс конечной длительности τ , нужно ввести временную огибающую $g(\varphi/\omega\tau)$, сделав в (3), (4) замену [19]:

$$\exp(-i\varphi) \rightarrow if'(\varphi), \quad \exp(-i\varphi)\Delta \rightarrow f(\varphi)\Delta, \quad (7)$$

где $f(\varphi) = g(\varphi/\omega\tau) \exp(-i\varphi)$. Предполагается, что функция $g(0) = 1$ и g спадает экспоненциально на периферии импульса при $|\varphi| \gg \omega\tau$. Далее, в соответствии с [19], мы выбираем $g(t/\tau) = \exp(-4t^2/\tau^2)$ в фокальной плоскости $z = 0$ и полагаем $\tau = 10$ фс. В этом случае электрическое и магнитное поля данной модели представляют собой приближенное решение

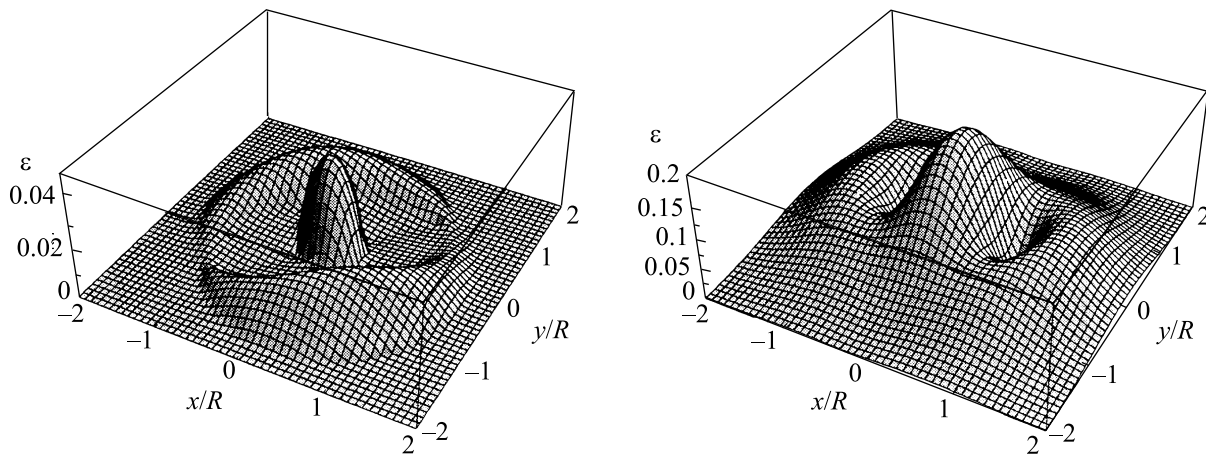


Рис.1. Зависимость приведенного поля $\varepsilon = E/E_{cr}$ от пространственных координат x и y в момент времени $t = 0$: (а) для одной e -поляризованной волны; (б) для встречных пучков. При этом $E_0 = 0.1E_{cr}$, $z = 0$, $\Delta = 0.1$

уравнений Максвелла с точностью до членов второго порядка малости по параметрам Δ и $1/\omega\tau$.

Для получения выражений, описывающих электрическое и магнитное поля импульса, движущегося в направлении отрицательных значений z , необходимо в (3) и (4) сделать замену $z \rightarrow -z$ и $H \rightarrow -H$. Для функций F_1 и F_2 это означает замену на комплексно сопряженные функции F_1^* и F_2^* . Электромагнитное поле, возникающее при суперпозиции полей двух противоположно направленных импульсов, описывается выражениями

$$\mathbf{E} = 2iE_0e^{-i\omega t} \left[\text{Re}(F_1e^{i\omega z/c})(\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y) - \text{Re}(F_2e^{\pm 2i\phi}e^{i\omega z/c})(\mathbf{e}_x \mp i\mathbf{e}_y) \right], \quad (8)$$

$$\mathbf{H} = \pm 2iE_0e^{-i\omega t} \times \left[\text{Im}(F_1e^{i\omega z/c})(\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y) + \text{Im}(F_2e^{\pm 2i\phi}e^{i\omega z/c}) \times (\mathbf{e}_x \mp i\mathbf{e}_y) + 2\Delta \text{Re}(e^{\pm i\phi}e^{i\omega z/c} \frac{\partial F_1}{\partial \xi}) \mathbf{e}_z \right]. \quad (9)$$

Формулы для инвариантов электромагнитного поля \mathcal{F} , \mathcal{G} чрезвычайно громоздки и здесь не приводятся. Отметим лишь, что (в отличие от случая одиночного фокусированного импульса) инварианты \mathcal{F} , \mathcal{G} уже не пропорциональны параметру фокусировки Δ и не стремятся к нулю при $\Delta \rightarrow 0$.

Приведем результаты расчетов, выполненных на основе формул (1)–(9). На рис.1 показан вид поля E в плоскости $z = 0$ при $t = 0$ для одной (а) и для суперпозиции двух таких волн (б).

Зависимость числа родившихся пар от интенсивности встречных импульсов при различных значениях

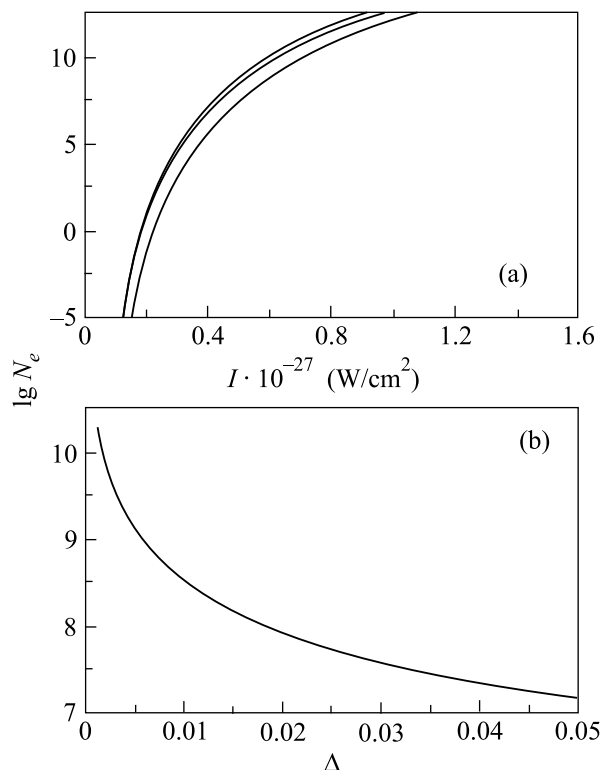


Рис.2. (а) Зависимость числа e^+e^- -пар N от интенсивности встречных импульсов I при значениях параметра фокусировки $\Delta = 0.1, 0.075, 0.05$ (кривые снизу вверх); (б) зависимость N от параметра Δ при $I = 10^{26}$ Вт/см². Во всех расчетах длительность импульса выбрана $\tau = 10$ фс

ях Δ показана на рис.2а, из которого видно, что число пар слабо зависит от Δ и растет с уменьшением его, в отличие от случая рождения пар одиночным фокусированным импульсом [18]. Это связано с тем,

что параметр Δ входит в определение объема фокусированного импульса, $V = \pi R^2 L \sim R^3 / \Delta$. Следовательно, уменьшение Δ ведет к увеличению объема, в котором рождаются пары. На рис.2b показана зависимость числа родившихся пар от Δ при фиксированной интенсивности пучка $I \sim 10^{26}$ Вт/см².

Таким образом, степень фокусированности импульса уже не оказывает такого влияния на процесс рождения пар, как в случае одиночного фокусированного импульса, где число пар быстро уменьшалось с падением Δ при фиксированной интенсивности [18]. Электрон-позитронные пары рождаются в основном под действием электрического поля, возникающего в пучностях стоячей волны. Это позволяет провести сравнение с результатами задачи о рождении пар пространственно однородным зависящим от времени электрическим полем [5–13].

Предположим, что суммарное магнитное поле равно нулю во всей области фокусировки $\mathbf{H} = 0$, воспользуемся результатами [5–13] в каждой точке пространства и получим число частиц как интеграл по объему V и длительности импульса τ . Как показано в [13, 21], динамические эффекты, то есть зависимость N от частоты ω , сказываются при длине волны $\lambda < 10^{-8}$ см, что лежит далеко вне области существующих и проектируемых лазерных систем. Поэтому, пренебрегая зависимостью электрического поля от времени, имеем

$$N = \int_V dV \int_0^\tau d\tau \frac{c}{4\pi^2 I_0^4} \varepsilon^2 \exp\left[-\frac{\pi}{\varepsilon}\right], \quad (10)$$

что отличается от (1) только отсутствием магнитного поля. На рис.3 показаны зависимости числа пар от интенсивности, полученные как по формуле (1), так и по (10), а также в случае пространственно однородного электрического поля в соответствии с работами [5–13]. При этом предполагалось, что электрическое поле во всем объеме фокусирования имеет напряженность, равную $2E_0$, что соответствует пиковой напряженности поля, возникающего при суперпозиции двух встречных пучков. Таким образом, приближение пространственно однородного электрического поля дает верхнее ограничение на число e^+e^- -пар. Учет пространственной неоднородности, то есть структуры поля в области фокуса (см. рис.1), ведет к уменьшению числа пар. Магнитное поле приводит к дальнейшему уменьшению числа пар, поскольку оно закручивает подбарьерную траекторию и приводит к увеличению мнимой части функции действия. Таким образом, при рассмотрении эффекта рождения e^+e^- -пар под действием электромагнитного по-

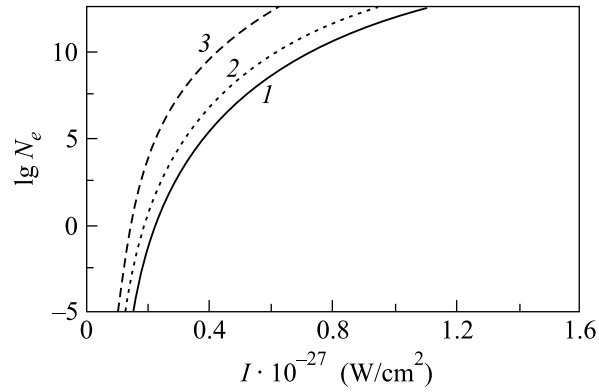


Рис.3. Число пар N как функция I для $\Delta = 0.1$. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют формулам (1), (10) и приближению однородного поля

ля, возникающего при суперпозиции двух противоположно направленных лазерных импульсов, важно учитывать как пространственную структуру поля, так и влияние магнитного поля. Рождение пар становится детектируемым процессом при интенсивностях излучения 10^{26} Вт/см², что на два порядка меньше, чем в случае одиночного фокусированного импульса. Отметим, что число пар слабо зависит от параметра Δ и растет с уменьшением его, что принципиально отличается от результатов [18].

Мы благодарны за поддержку Российскому фонду фундаментальных исследований, проекты # 03-02-17348 и # 04-02-17157, Федеральной программе Российского Министерства промышленности, науки и технологий, грант # 40.052.1.1.1112 и Министерству Образования, проект # 1618.

1. F. Sauter, Z. Phys. **69**, 742 (1931); **73**, 547 (1931).
2. W. Heisenberg, und H. Euler, Z. Phys. **98**, 714 (1936).
3. J. Schwinger, Phys. Rev. **82**, 664 (1951).
4. В.С. Ваяшин, М.В. Терентьев, ЖЭТФ **48**, 565 (1965).
5. E. Brezin and C. Itzykson, Phys. Rev. **D2**, 1191 (1970).
6. V. S. Popov, JETP Lett. **13**, 185 (1971); Sov. Phys. JETP **34**, 709 (1972).
7. V. S. Popov, JETP Lett. **18**, 255 (1973); Sov. J. Nucl. Phys. **19**, 584 (1974).
8. N. B. Narozhny and A. I. Nikishov, Sov. Phys. JETP **38**, 427 (1974).
9. V. M. Mostepanenko and V. M. Frolov, Sov. J. Nucl. Phys. **19**, 451 (1974).
10. M. S. Marinov and V. S. Popov, Fortschr. Phys. **25**, 373 (1977).
11. A. A. Grib, S. G. Mamaev, and V. M. Mostepanenko, Vacuum Quantum effects in strong fields, Engoatomizdat, Moscow, 1988.

12. A. Ringwald, Phys. Lett. **B510**, 107 (2001); arXiv: hep-ph/01112254, hep-ph/0304139.
13. V. S. Popov, JETP Lett. **74**, 133 (2001); Phys. Lett. **A298**, 83 (2002); JETP **94**, 1057 (2002).
14. T. Tajima and G. Mourou, Phys. Rev. **ST-AB5**, 031301 (2002).
15. C. Bula, C. Bamber, D. L. Burke et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 3116 (1996).
16. D. L. Burke, S. C. Berridge, C. Bula et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 1626 (1997).
17. S. V. Bulanov, T. Zh. Esirkepov, and T. Tajima, Phys. Rev. Lett. **91**, 085001 (2003).
18. S. S. Bulanov, N. B. Narozhny, V. D. Mur, and V. S. Popov, Phys. Lett. **A330**, 1 (2004).
19. N. B. Narozhny and M. S. Fofanov, JETP **117**, 867 (2000); N. B. Narozhny, M. S. Fofanov, Phys. Lett. **A295**, 87 (2002).
20. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press, New York, 1964.
21. S. S. Bulanov, Phys. Rev. **E69**, 03460 (2004).