

## ОЦЕНКИ ОБРАЗОВАНИЯ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПАР ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОЙ МОЩНОСТИ С МИШЕНЯМИ С ВЫСОКИМ $Z$

Д.А.Грязных, Я.З.Кандиев, В.А.Лыков<sup>1)</sup>  
Российский федеральный ядерный центр "ВНИИТФ"  
456770 Снежинск, Россия

Поступила в редакцию 12 января 1998 г.

Рассмотрены процессы образования электрон-позитронных пар при взаимодействии лазерного излучения мощностью  $10^{18} - 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> с мишенями с высоким  $Z$ . Приведены результаты расчетов образования пар релятивистскими электронами в кулоновском поле ядра. Сделаны оценки образования пар и выхода позитронов из мишени с учетом вклада процессов образования пар от электронов и тормозных фотонов. Моделирование процессов методом Монте-Карло с использованием кода "ПРИЗМА" подтверждают полученные оценки. Возможный выход позитронов из мишеней с большим порядковым номером  $Z$ , облучаемых пикосекундным лазером мощностью  $10^2 - 10^3$  ТВт, оценен в  $10^9 - 10^{11}$ .

PACS: 07.77.Ka

Возможность образования электрон-позитронных пар релятивистскими электронами, ускоряемыми лазерным полем, обсуждалась довольно давно [1]; было оценено, что эффективность образования позитронов может быть высокой [2]. В указанных работах рассматривалась генерация пар при осцилляциях электронов в электромагнитной волне в области фокусировки лазерного излучения. Мы рассматривали несколько другой сценарий образования пар.

Взаимодействие лазерного излучения большой мощности с веществом приводит к образованию быстрых электронов высокой температуры [3]. Релятивистские температуры быстрых электронов  $T_f \approx 1$  МэВ были обнаружены в экспериментах с мощными пикосекундными лазерами [4]. Самосогласованные электрические поля удерживают эти электроны в мишени. При их взаимодействии с веществом мишени с высоким порядковым номером  $Z$  образуют электрон-позитронные пары (см. [5]). Для диагностики электрон-позитронной плазмы можно использовать спектр аннигиляционных фотонов.

В данной работе проведены оценки выхода позитронов и фотонов в зависимости от мощности лазера. Мы оценили возможность применения мощных лазеров ( $10^2 - 10^3$  ТВт) с ультракоротким импульсом для создания источника позитронов высокой яркости. Подобные источники требуются для создания медленных позитронов энергии  $1 - 10$  эВ и интенсивности  $10^8$  позитронов в секунду, имеющих широкие приложения в изучении поверхностей Ферми, дефектов и поверхностей материалов [6].

Взаимодействие релятивистских электронов с веществом может привести к образованию электрон-позитронных пар в следующих двух процессах:

- (i)  $e^- + Z \rightarrow 2e^- + e^+ + Z$ ;
- (ii)  $e^- + Z \rightarrow e + \gamma + Z \rightarrow 2e^- + e^+ + Z$ .

В работе [7] проведены аналитические и численные вычисления полного сечения процесса электрообразования пар с использованием дифференциального сечения [8].

<sup>1)</sup> e-mail: lyk@nine.ch70.chel.su

Согласно этой работе, полное сечение процесса (i) вблизи порога равно

$$\sigma_{e \rightarrow 2ee^+} = \frac{7Z^2 r_e^2 \alpha^2 (E_0 - 2mc^2)^3}{2304 (mc)^3}, \quad (1)$$

где  $r_e$  – классический радиус электрона;  $\alpha = 1/137$ ;  $mc^2$  – масса электрона;  $E_0$  – кинетическая энергия начального электрона. При больших энергиях сечение растет как [9]

$$\sigma_{e \rightarrow 2ee^+} = \frac{28\pi Z^2 r_e^2 \alpha^2}{27} \ln^3 E_0 / mc^2. \quad (2)$$

Оба предела описывает аппроксимационная формула

$$\sigma_{e \rightarrow 2ee^+} = 5.22 Z^2 \ln^3 \left( \frac{2.30 + E_a [\text{МэВ}]}{3.52} \right) \text{ мкбн.} \quad (3)$$

На рис.1 показаны точки, полученные численным интегрированием точных формул для дифференциального сечения [7]; асимптотики (2) и (1); график аппроксимирующей функции (3).

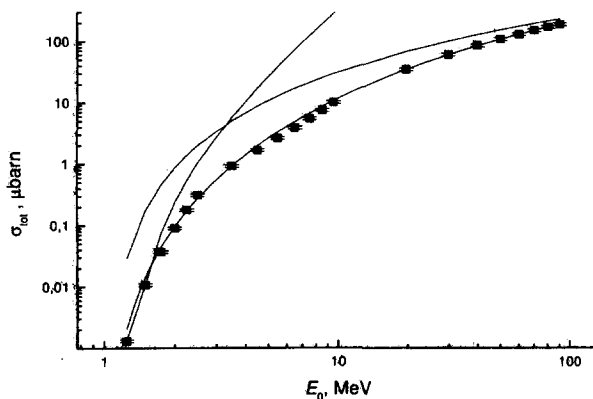


Рис.1. Полное сечение образования электрон-позитронных пар электроном в кулоновском поле ядра с  $Z = 1$ ; численные данные, асимптотики и аппроксимация

Рассмотрим вклад процесса (i) в образование электрон-позитронных пар в веществе. Мы предполагаем, что быстрее электроны, образуемые при взаимодействии лазерного излучения высокой интенсивности с веществом, удерживаются самосогласованными электрическими полями, так что можно рассматривать торможение электронов в мишени как в бесконечной среде.

Вероятность образования пары при прохождении электрона в веществе с потерей энергии от  $E_0$  до порога  $2mc^2$  равна

$$w_e = \int_{2mc^2}^{E_0} \sigma_{e \rightarrow 2ee^+} \left( -\frac{dE}{dx} \right)^1 n_i dE, \quad (4)$$

где  $\sigma_{e \rightarrow 2ee^+}$  определяется формулой (3),  $n_i$  – концентрация ионов,  $dE/dx$  – потеря энергии электронов на единицу длины пробега.

Возьмем  $dE/dx$  как в формуле Рерлиха – Карлссона [10]. Интеграл (4) посчитан численно для свинца. Усредняя  $w_e(E)$  по релятивистскому распределению Максвелла с температурой  $T$ , получим число образовавшихся позитронов на один начальный

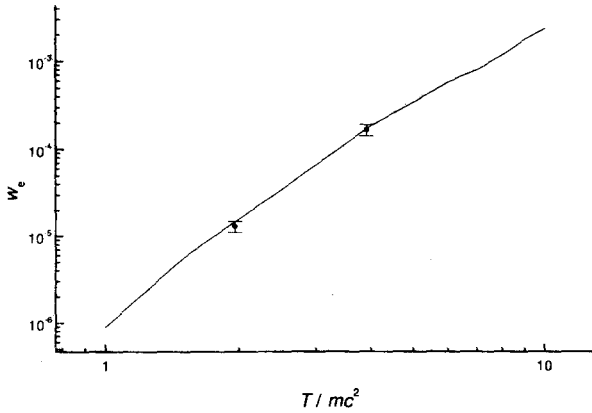


Рис.2. Вероятность образования позитрона электроном в кулоновском поле ядра свинца в зависимости от температуры; точки – результаты моделирования с помощью кода "ПРИЗМА"

электрон от температуры. Эта зависимость показана на рис.2. Проведя это же усреднение с коэффициентом  $E$ , получим среднюю энергию образовавшихся позитронов.

Средняя энергия позитронов определяет требование к толщине мишени, поскольку длина свободного пробега в веществе зависит от энергии. Для свинца эта зависимость определяется формулой [11]

$$\rho\Delta_{e^+} = \begin{cases} 0.412|E|^{1.265-0.0954 \ln E}, & 0.01 \leq E \leq 3, \\ 0.53E - 0.106, & 3 < E < 20, \end{cases} \quad (5)$$

где  $[E]$  в МэВ,  $[\rho\Delta]$  в  $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$ . Длина свободного пробега позитронов в свинце при различных температурах начальных электронов показана на рис.3.

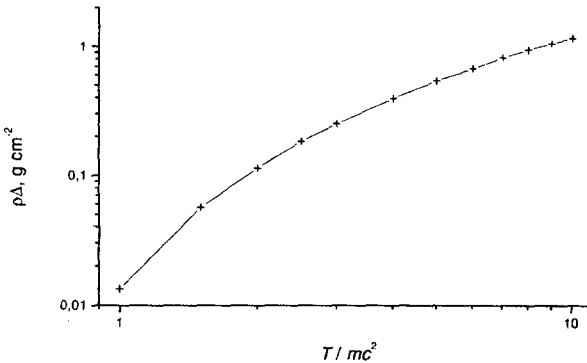


Рис.3. Длина свободного пробега позитронов, образованных электроном, в свинце как функция температуры

Оценим вероятность образования пары от тормозных фотонов (процесс (ii)). В отличие от электронов, удерживаемых в мишени самосогласованным электрическим полем, фотоны способны покинуть ее. Сечение процесса  $\gamma \rightarrow e^+e^-$  затабулировано в [11] на с.267. Там же можно найти данные по некогерентному поглощению фотона  $\sigma_{\text{aincoh}}$ .

Вероятность образования пары одним фотоном энергии  $\epsilon$  равна

$$w_\gamma(\epsilon) = w_\alpha \frac{\sigma_{\gamma \rightarrow e^+e^-}(\epsilon)}{\sigma_{\text{atot}}(\epsilon)}, \quad (6)$$

где  $\sigma_{\text{atot}}(\epsilon) = \sigma_{\gamma \rightarrow e^+e^-}(\epsilon) + \sigma_{\text{aincoh}}(\epsilon)$ ,  $w_\alpha(\epsilon) = 1 - \exp(-\sigma_{\text{atot}}(\epsilon)n_i\Delta)$ ,  $\Delta$  – толщина мишени. Для бесконечной мишени

$$w_\gamma^\infty = \sigma_{\gamma \rightarrow e^+e^-} / \sigma_{\text{atot}}. \quad (7)$$

Примем спектр фотонов в виде

$$dN/dE \simeq \epsilon_{e \rightarrow e\gamma} T^{-1} \exp(-\epsilon/T), \quad (8)$$

где  $\epsilon_{e \rightarrow e\gamma} = 3 \cdot 10^{-4} ZT/mc^2$  – отношение полной энергии, переданной тормозным фотонам, к полной энергии электронов, определенное в (IV-20) работы [12]. Усредняя  $w_\gamma(\Delta, \epsilon)$  по спектру (8), получим

$$w_\gamma(\Delta, T) \simeq \epsilon_{e \rightarrow e\gamma} T^{-1} \int_{2mc^2}^{+\infty} \exp(-\epsilon/T) w_\gamma(\Delta, \epsilon) d\epsilon. \quad (9)$$

Зависимость числа образованных тормозными фотонами позитронов на один начальный электрон от температуры для бесконечной пластины и двух толщин приведены на рис.4.

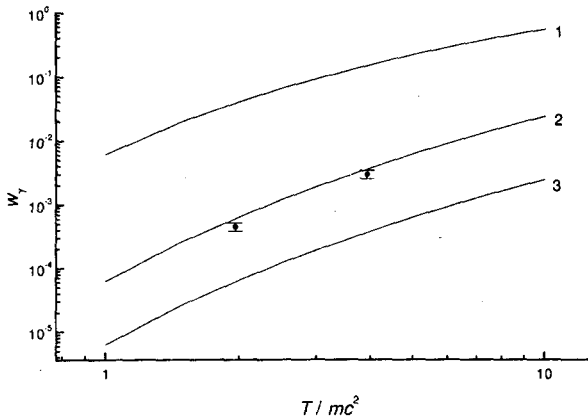


Рис.4. Вероятность образования позитрона электроном через тормозные фотоны в свинце для толщин  $\rho\Delta = \infty$  (кривая 1),  $\rho\Delta = 3 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$  (кривая 2),  $\rho\Delta = 0.3 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$  (кривая 3) в зависимости от температуры; точки – результаты моделирования с помощью кода "ПРИЗМА" для свинцового шара радиусом  $\rho R = 2.2 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$

Результаты оценок числа образовавшихся позитронов позволяют оценить число аннигиляционных фотонов в мишенях с толщиной больше длины свободного пробега позитронов (см. рис.3), но меньше длины свободного пробега фотонов ( $\approx 6 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$  для свинца). Канал (ii) здесь ведет. При толщине  $2 - 3 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$  выход фотонов достигает 0.04% на один электрон источника с температурой  $T \simeq 1 \text{ МэВ}$ .

Чтобы проверить оценки, были проведены вычисления с использованием кода "ПРИЗМА" [13], моделирующим все основные процессы переноса и образования электронов, фотонов и позитронов в веществе методом Монте-Карло для любой геометрии (одно-, двух- и трехмерной). Вычисления проводились для свинцовой сферы радиусом  $R = 0.2 \text{ см}$  и источника электронов в центре с температурой  $T = 1$  и  $2 \text{ МэВ}$ . Результаты приведены на рис.2, 4. Они находятся в согласии с нашими оценками.

Согласно работе [3], температура быстрых электронов, возникающих при взаимодействии лазерного излучения с веществом, примерно равна

$$T_f \simeq mc^2[(1 + 0.7q_{18})^{1/2} - 1], \quad (10)$$

где  $q_{18}$  – интенсивность лазера в  $10^{18}$  Вт·см $^{-2}$ . Когда лазерный импульс энергии  $E_l$  [Дж] продолжительностью  $\tau$  [пс] фокусируется в круг диаметром  $d_f$  [мкм], интенсивность равна  $q_{18} = 400E_l/\pi d_f^2 \tau$ . Число образованных электронов равно  $N_e = A_f E_l / \langle E_f \rangle$ , где  $A_f$  – эффективность преобразования лазерного излучения в быстрые электроны,  $\langle E_f \rangle$  – средняя энергия быстрых электронов.

В качестве мишени мы предлагаем сферу с конической полостью, в которую фокусируется лазерное излучение [14]. Подобная мишень дает  $A_f \approx 0.3$ , высокую яркость и изотропный выход позитронов и фотонов. Материал мишени должен иметь высокий  $Z$ , ее оптимальный диаметр определяется задачами эксперимента и мощностью лазера.

Для регистрации аннигиляционных фотонов мишень должна иметь размер  $\rho R \approx 2 - 3$  г·см $^{-2}$ . Зависимость выхода аннигиляционных фотонов  $N_\gamma$ , деленного на  $A_f$  и  $\tau$ , от мощности лазера показана на рис.5. Фокальное пятно равно  $d_f = 30$  мкм. Для пикосекундного лазера мощностью  $10^2 - 10^3$  ТВт выход фотонов достигает  $10^{10} - 10^{12}$ .

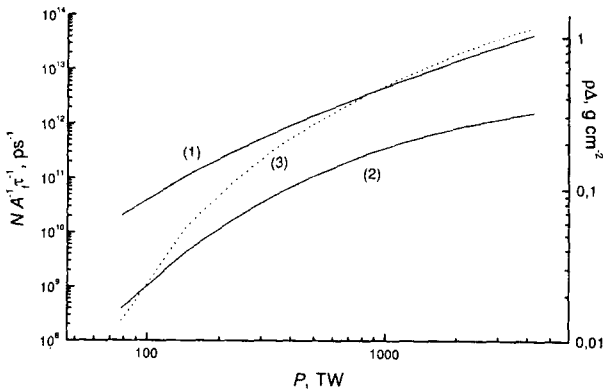


Рис.5. Зависимость фотонного (1) и позитронного (2) выходов  $N/A_f \tau$  от мощности лазера. Кривая 3 – оптимальный размер мишени для источника позитронов

Выход позитронов из мишени можно оценить как

$$N_+ \simeq N_e \frac{\rho \Delta_{e+}}{\rho \Delta_{e+} + \rho \Delta} \left( w_e + w_\gamma^\infty \frac{\rho \Delta}{\rho \Delta_\gamma} \right). \quad (11)$$

Здесь  $\Delta_{e+,\gamma}$  – длины свободного пробега позитрона и фотона. Мишень для получения позитронов должна иметь размер порядка  $\Delta_{e+}$  (см. рис.3). Зависимость выхода позитронов  $N_+$ , деленного на  $A_f$  и  $\tau$ , от мощности лазера показана на рис.5. Там же пунктиром приведен оптимальный размер мишени  $\rho \Delta$  для такого эксперимента. Для пикосекундного лазера мощностью  $10^2 - 10^3$  ТВт выход позитронов достигает  $10^9 - 10^{11}$ .

Поскольку размер мишени меньше, чем размеры существующих позитронных источников, лазерный источник позитронов может иметь очень высокую яркость. Эффективность перевода быстрых позитронов (МэВ) в медленные (1 – 10 эВ) может достигать  $10^{-2}$  [15]. Поэтому для создания квазистационарного источника медленных позитронов интенсивностью  $10^8$  частиц в секунду требуется лазер с энергией 10 – 30 Дж в импульсе продолжительностью 10 – 30 фс и частотой 10 – 30 Гц. Подобный источник, несомненно, полезен для фундаментальных и прикладных исследований в физике твердого тела, химии, биологии.

Один из авторов (ВЛ) благодарит проф. Х.Хора за проявленный интерес и полезную дискуссию. Работа проводилась при поддержке Международного научно-технического центра, проект 107-94.

- 
1. J.W.Shearer et al., in: *Laser Interactions and Related Plasma Phenomena*, vol. 3B, Eds. H.Hora and G.H.Miley, Plenum press, New York, 1974, p.803; H.Hora, *ibid.*, p.819.
  2. W.Becker, *Laser and Particle Beams* **9**, 603 (1991).
  3. S.C.Wilks, W.L.Kruer, M.Tabak, and A.B.Langdon, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1383 (1992).
  4. K.Whaton, Y.Zakharenkov, B.A.Hammel et al., *Experimental Investigation of Laser Matter Interaction at  $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup>*, Report at 24th LCLIM, Madrid, Spain, June 3 - 7, 1996.
  5. E.P.Liang, in: *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*, AIP Conf. Proc., Am. Inst. Phys., New York, 1993, p.318.
  6. M.J.Puska and R.M.Nieminen, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 841 (1994).
  7. Д.А.Грязных, *ЯФ* 1997 (в печати).
  8. В.Н.Байер, В.С.Фадин, *ЖЭТФ* **61**, 471 (1971).
  9. L.Landau and E.Lifchiz, *Sov. Phys.* **6**, 244 (1934).
  10. А.Ф.Аккерман, *Моделирование траекторий заряженных частиц в веществе*, М.: Энергоатомиздат, 1991, с.35.
  11. О.Ф.Немец, Ю.В.Гофман, *Справочник по ядерной физике*, Киев: Наукова Думка, 1975.
  12. H.W.Koch and J.W.Motz, *Rev. Mod. Phys.* **31**, 920 (1959).
  13. Я.Кандиев, В.Плохой, *Вопросы атомной науки и техники. Методики и программы* **2**, 70 (1993).
  14. V.A.Lykov, V.E.Chernyakov, Ya.Z.Kandiev et al., in: *X-ray Lasers*, Eds. S.Svanberg and C.G.Wahlstrom, Institute of Physics, Series Number 151, IPP. Bristol and Philadelphia, 1996, p.480.
  15. P.J.Schultz and K.G.Lynn, *Rev. Mod. Phys.* **60**, 701 (1988).