

О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ МОЩНОГО ИМПУЛЬСНОГО ИСТОЧНИКА e^-e^+ ПАР НА ОСНОВЕ ЛТС

С.С. Котельников, И.Г. Лебо, В.Б. Розанов

Показано, что при развитом термоядерном горении в условиях ЛТС лазерная мишень может являться интенсивным точечным источником позитронов. Такой источник позитронов может быть использован в качестве инжектора для ускорителей и источника для позитронной диагностики в физике твердого тела.

Теоретические исследования показывают, что для получения значительного энергосвечения в лазерном термоядерном синтезе (ЛТС) требуется создание больших систем с энергией импульса на уровне 1–10 МДж и длительностью импульса $10^{-8} - 10^{-9}$ с /1/. Наряду с возможностью решения проблемы термоядерной энергетики создание такой системы даст в руки исследователей уникальную установку, позволяющую в лабораторных условиях моделировать звездное вещество, получать сверхмощные потоки ионизирующего излучения, нейтрино и антинейтрино, генерировать магнитные поля порядка 100 МГс /2, 3/. В настоящей работе показано, что в условиях ЛТС можно получать интенсивные потоки электрон-позитронных пар, которые с помощью внешних магнитных полей могут быть отделены от других продуктов термоядерных реакций.

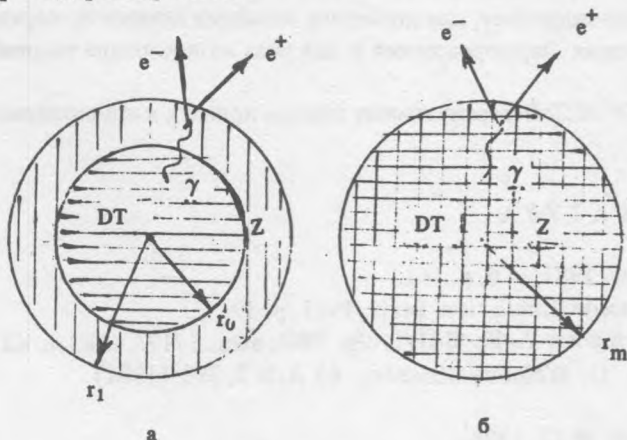
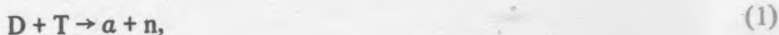
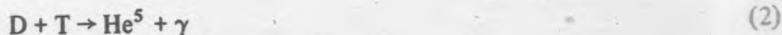


Рис. 1. Состояния лазерной мишени к моменту наибольшего сжатия: а) Термоядерное горючее сосредоточено в области $0 < r < r_0$, генерация e^-e^+ пар происходит в оболочке из вещества с большим Z , занимающей область $r_0 < r < r_1$. б) Термоядерное горючее и оболочка равномерно перемешаны. Рождение гамма-квантов и генерация e^-e^+ пар происходит в пределах области $0 < r < r_m$.

Рассматривается следующая модель: под воздействием интенсивного лазерного излучения сжимается мишень, состоящая из оболочки, содержащей тяжелые элементы (например, уран), и DT-горючего (рис. 1). В момент максимального сжатия, когда концентрация ядер в горючем и оболочке достигает $10^{25} - 10^{27}$ см⁻³, а температура ~ 10 кэВ, в центральной области мишени происходит термоядерная вспышка. DT-реакция протекает как по основному каналу



так и по каналу



с образованием гамма-кванта с энергией 16,7 МэВ. Отношение сечений этих каналов DT-реакции составляет $\sigma^\gamma/\sigma^n = 2 \cdot 10^{-4} / 4$. Распределение интенсивности по энергии гамма-излучения E_γ имеет гауссовский характер

$$\frac{dI}{dE_\gamma} \propto \exp \left\{ - \frac{(M_D + M_T)c^2 (E_\gamma - E_0)^2}{2E_0^2 T_i} \right\},$$

где $E_0 = 16,7$ МэВ; T_i — температура ионов дейтерия и трития; M_D и M_T — массы ионов дейтерия и трития. Длина поглощения гамма-квантов (основной вклад в поглощение фотонов с энергией 16,7 МэВ в DT-горючем вносит комптоновское рассеяние) составляет $\sim (n\sigma_{\text{Ком}})^{-1} \sim 0,3$ см при $n \geq 10^{26}$ см $^{-3}$ и значительно превышает размеры сжатой мишени. Поэтому можно пренебречь взаимодействием гамма-квантов с электронами в сжатом термоядерном горючем и в случае стационарного горения получить следующее распределение гамма-квантов в зависимости от расстояния от центра мишени r :

$$n_\gamma(r) = \frac{\langle \sigma \rangle^\gamma n_D n_T}{2cr} \left[\frac{r_0^2 - r^2}{2} \ln \left| \frac{r_0 + r}{r_0 - r} \right| + r_0 r \right],$$

где r_0 — радиус области горения; $n_{D,T}$ — концентрация ядер дейтерия или трития; $\langle \sigma \rangle^\gamma$ — усредненное по максвелловскому распределению сечение реакции (2).

При взаимодействии гамма-квантов с ядрами с большим Z могут рождаться e^-e^+ пары. Вычислим интенсивность излучения пар в случаях (рис. 1): а) вещество тяжелой оболочки сосредоточено в области $r_0 < r < r_1$; б) вещество оболочки равномерно перемешано с термоядерным горючим в области $0 < r < r_m$.

В случае а) число e^-e^+ пар, образующихся в объеме мишени в единицу времени, $I^{e^-e^+}$ составит

$$I^{e^-e^+} = (\pi/4) n_D n_T \langle \sigma \rangle^\gamma \sigma_Z n_Z^a [2r_0(r_1^3 - r_0^3) - (r_1^2 - r_0^2)^2 \ln \frac{r_1 + r_0}{r_1 - r_0}],$$

где σ_Z — сечение рождения e^-e^+ пары в поле ядра с зарядом $Z/5$; n_Z^a — концентрация ядер в сжатой оболочке. В случае б) интенсивность образования пар равна

$$I^{e^-e^+} = \pi n_D n_T \langle \sigma \rangle^\gamma \sigma_Z n_Z^b r_m^4,$$

где n_Z^b — концентрация ядер вещества с большим Z в мишени с перемешиванием.

Оценим интенсивность образования e^-e^+ пар по сравнению с интенсивностью излучения DT-нейтронов $I^n = (4/3) \pi r_0^3 \langle \sigma \rangle^n n_D n_T$ ($\langle \sigma \rangle^n$ — скорость реакции (1)):

$$I^{e^-e^+} / I^n \sim (\langle \sigma \rangle^\gamma / \langle \sigma \rangle^n) n_Z \sigma_Z R,$$

где R — характерный размер сжатой мишени; n_Z — концентрация ядер тяжелого вещества.

При использовании лазера с энергией ~ 10 МДж в сжатой термоядерной мишени можно получить усиленные энергии в 100–400 раз, т.е. энергию термоядерного микровзрыва на уровне $(1-4) \cdot 10^3$ МДж и, соответственно, выход нейтронов $\sim 10^{21}$. В такой термоядерной вспышке при мишени, сжатой до размера 10^{-3} см, и $\rho\delta \sim 3$ г/см 2 (ρ — плотность оболочки, δ — толщина) может быть получено $10^{14} - 10^{15}$ электрон-позитронных пар при использовании мишеней со стеклянной оболочкой и до 10^{17} пар в мишенях с оболочками из тяжелых элементов (урана, свинца).

Отметим, что в сжатой мишени не происходит значительной аннигиляции позитронов, поскольку сечение аннигиляции позитронов с энергией $\sim E_0/2 \approx 8$ МэВ составляет $\sim 2,5 \cdot 10^{-27}$ см $^2/5$, и длина, на которой происходит аннигиляция, значительно превышает размеры сжатой мишени $R \sim 10^{-3}$ см.

Позитроны с энергией ~ 8 МэВ могут быть выведены из взрывной камеры размером $\gtrsim 1$ м с помощью магнитного поля величиной $\lesssim 10$ кГс. Ларморовский радиус позитронов в таком поле составит $\sim 2,7$ см, синхротронными потерями энергии можно пренебречь, поскольку их мощность составит ~ 24 МэВ/с, а время прохождения позитронами камеры горения $\sim 10^{-8}$ с.

Сравним интенсивность излучения позитронов, которую можно получить в ЛТС, с интенсивностью позитронного пучка, используемого в ускорителях. На Стенфордском ускорителе (SLAC) в одном импульсе может ускоряться $\leq 5 \cdot 10^9$ позитронов /6/, с учетом возможной частоты повторений ≤ 120 Гц интенсивность позитронного пучка составит $6 \cdot 10^{11}$ с $^{-1}$, что значительно меньше возможных интенсивностей позитронного излучения в ЛТС.

Большой интерес импульсный источник позитронов может представлять для позитронной диагностики твердого тела (см., напр., /7/), где важна малая длительность фронта импульса позитронной вспышки.

В заключение отметим, что уже на современных лазерных установках с энергией в импульсе порядка 100 КДж достигнут выход нейтронов более 10^{13} за вспышку /8/, а следовательно, возможна генерация более 10^7 позитронов, что, полагаем, может быть зарегистрировано в соответствующих экспериментах. Появление установок с требуемой для достижения больших коэффициентов усиления энергией ожидается в середине 90-х годов /9/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Калинин А. В. Квантовая электроника, **11**, 493 (1984).
2. Афанасьев Ю. В. и др. Труды ФИАН, **134**, 98 (1984).
3. Басов Н. Г., Розанов В. Б. Письма в ЖЭТФ, **42**, 350 (1985).
4. Безотосный В. Н. и др. Ядерная физика, **10**, 225 (1969).
5. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. М., Наука, (1969).
6. Wohl C. G. et al. Current experiments in elementary particle physics Lawrence Berkeley Laboratory, University of California, LBL-91, 1987.
7. Абдулаев З. Р. и др. Методы позитронной диагностики и расшифровки спектров аннигиляции позитронов. Ташкент, ФАН (1985).
8. Hogan W. J. UCRL-94321, Preprint LLNL, 26 May, 1986.
9. Hogan W. J. UCRL-98094, Preprint LLNL, 7 April, 1988.

Поступила в редакцию 2 сентября 1988 г.