

**О ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ МОШНОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ
ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
НА СЛОЖНЫЕ МИШЕНИ**

*Ю.В.Афанасьев, Э.М.Беленов, О.Н.Крохин,
И.А.Полуэктов*

1. При воздействии лазерного импульса на конденсированные мишени, содержащие атомы D и DT, температура $T = 10$ кэв и соответственно большой нейтронный выход $N_n = 10^{16} \div 10^{17}$ может быть получен при полной энергии в импульсе $W \gtrsim 10^5$ Дж [1]. Влияние примеси легких элементов исследовалось в [2]. В настоящей работе указывается на возможность достижения большего нейтронного выхода $N_n = 10^{15}$ в случае воздействия короткого лазерного импульса длительностью $\tau = 10^{-10}$ сек с энергией $W \lesssim 10^4$ Дж на конденсированную мишень, состоящую из смеси DT с добавкой ($\sim 10\%$) тяжелого элемента с атомным номером $A \sim 250$.

Рассмотрим качественно процесс нагрева сложной мишени в режиме электронной теплопроводности. Время инерциального удержания плазмы с кратностью ионизации z , температурой T^z , концентрацией тяжелых ионов и ионов DT N^z и N^{DT} , соответственно равно

$$\tau_U^z \approx \frac{A^*}{z^3} \tau_U^{DT}(T^{DT}) \frac{N^{DT}}{N^z} \left(\frac{T^z}{T^{DT}} \right)^{3/2}, \quad (1)$$

где $\tau_U^{DT}(T^{DT})$ – аналогичное время в чистой DT-плазме с температурой T^{DT} и $A^* = A/2,5$. Полагая длительность импульса излучения $\tau \approx \tau_U^z$, найдем выражение для глубины проникновения тепловой волны в мишень

$$x_{\Phi P}^z \approx x_{\Phi P}^{DT} \frac{N^{DT}}{N^z} \left(\frac{T^z}{T^{DT}} \right)^2 \frac{A^{*1/2}}{z^2}, \quad (2)$$

где $x_{\Phi P}^{DT}$ – глубина прогрева в чистой DT-плазме при условии $\tau = \tau_U^{DT}(T^{DT})$. Далее, для отношения энергий E^z и E^{DT} , приходящихся на единицу площади поверхности мишени в обоих случаях, имеем

$$\frac{E^z}{E^{DT}} = \frac{N^z z x_{\Phi P}^z T^z}{N^{DT} x_{\Phi P}^{DT} T^{DT}} = \left(\frac{T^z}{T^{DT}} \right)^3 \frac{A^{*1/2}}{z}. \quad (3)$$

Полагая диаметр пятна фокусировки $d \approx 2x_{\Phi P}$ находим отношение полных энергий

$$\frac{W^z}{W^{DT}} = \frac{E^z}{E^{DT}} \left(\frac{x_{\Phi P}^z}{x_{\Phi P}^{DT}} \right) = \frac{A^{*3/2}}{z^5} \left(\frac{T^z}{T^{DT}} \right)^7 \left(\frac{N^{DT}}{N^z} \right)^2. \quad (4)$$

При этом отношение нейтронных выходов равно

$$\frac{N_n^z}{N_n^{DT}} = \frac{f(T^z)}{f(T^{DT})} \frac{\tau_U^z}{\tau_U^{DT}} \left(\frac{x_{\Phi P}^z}{x_{\Phi P}^{DT}} \right)^3 = \frac{A^{*5/2}}{z^9} \frac{f(T^z)}{f(T^{DT})} \left(\frac{N^{DT}}{N^z} \right)^4 \left(\frac{T^z}{T^{DT}} \right)^{15/2}, \quad (5)$$

где $f(T) = 10^{16} \langle \sigma v \rangle_{DT}$ – функция, характеризующая скорость DT реакции и изменяющаяся от 1 до 15 при изменении T от 10 кэВ до $T \approx 50$ кэВ. Из (4) следует, что $T^z = 20 - 30$ кэВ $> T^{DT} = 10$ кэВ может быть получена при энергиях $W^z \approx 10^3 + 10^4$ Дж ($A^* = 10^2$, $z \approx 50$). Соответствующий нейтронный выход, как следует из (5) будет составлять величину $N_n^z \approx 10^{15}$. С другой стороны следует отметить, что этот способ с точки зрения получения энергетически выгодной термоядерной реакции требует более высоких энергий по сравнению с чистой DT-плазмой. Однако, поскольку в области температур $T \approx 10$ кэВ скорость DT-реакции чрезвычайно резко зависит от T , нейтронный выход в чистой DT-смеси при энергиях $10^3 + 10^4$ Дж будет на много порядков меньше величины $N_n^z \approx 10^{15}$.

2. При достаточно большой плотности потока излучения $q(t)$ высокие значения кратности ионизации $z \approx 50$ за время $\tau \approx 10^{-10}$ сек могут быть достигнуты в результате неравновесной ионизации [3]. Процесс нагрева при $z \gg 1$ в плоском одномерном случае (предполагается, что мишень

занимает полупространство $x \leq 0$) можно описать уравнениями

$$\frac{\partial}{\partial t} [1,5 N^2 z T] = \frac{\partial}{\partial x} \left[\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right] - Q_i, \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} z = \nu_i z,$$

где $\kappa = \kappa_0 \eta^{5/2} z^4$ – коэффициент электронной теплопроводности, $\eta = T/l(z)$, $l(z)$ – потенциал ионизации иона кратности z ($l(z) = I_0 z^2$ [3]),

$\kappa_0 = \frac{1,9 \theta^{5/2} I_H^{5/2}}{m^{1/2} e^4 \Lambda}$, $\theta = I_0 / I_H$, $I_H = 13,6 \text{ эв}$, Λ – кулоновский логарифм,

рифм, $\nu_i = \frac{\nu_0}{z^3} F(\eta)$ – вероятность ионизации иона кратности z ,

$F(\eta) = \eta^{1/2} \frac{\exp\{-\eta^{-1}\}}{1 + X \eta}$, $\nu_0 = 2^{3/2} \theta^{-3/2} B N^2 10^{-8} \text{сек}^{-1}$ (X, B – медленно меняющиеся функции z [4]), $\theta_i = \frac{N^2 I_0 \partial z^3}{3 \partial t}$ – скорость потерь

на ионизацию в единице объема. Процессы рекомбинации, не учтенные в уравнении (6), приводят к ограничению достигаемой кратности ионизации $z \leq z_0 = 60$ [5]. Собственным излучением плазмы также можно пренебречь по сравнению с потерями на ионизацию вплоть до $z \approx z_0$. К системе уравнений (6) следует добавить граничное условие

$$\kappa \frac{\partial T}{\partial x} = q(t) \quad \text{при } x = 0. \quad (7)$$

Уравнения (6) с граничным условием (7) допускает точное аналитическое решение в случае, если $T = z = 0$ при $t = 0$ и $q(t) \sim t$. Решение представляет собой волны прогрева и ионизации в которой фиксированные значения T и z перемещаются по оси x с постоянной и одинаковой для всех T и z скоростью, зависящей только от параметров лазерного импульса и характеристик вещества мишени. Указанное решение при $t = \tau_0 \frac{z}{v}$, $x = 0$ удобно представить в виде

$$T = 3^{2/3} \eta (F \nu_0 t)^{2/3} \theta I_H \left[1 + \frac{x}{x_{\text{фр}}} \right]^{2/3} = \frac{48 \eta^{8/3} \theta [F B_0 A^*]^{2/3}}{\Lambda_0^{2/3} [4,5 \eta + 1]^{2/3}} \kappa \text{эв},$$

$$z = [3 F \nu_0 t]^{1/3} \left[1 + \frac{x}{x_{\text{фр}}} \right]^{1/3} = 60 \eta^{5/6} [F B_0 A^*]^{1/3} / \Lambda_0^{1/3} [4,5 \eta + 1]^{1/3},$$

$$x_{\text{фр}} = \eta^{7/4} \frac{[6F]^{1/2}}{[4,5 \eta + 1]^{1/2}} \nu_0 \tau_0 t = \frac{1,6 \cdot 10^{-1} \eta^{7/4} \theta^2 A^* [B_0^{1/2} F^{1/2}]}{N_0^2 \Lambda_0^{3/2} (4,5 \eta + 1)^{3/2}} \text{см},$$

$$r_0^z = \frac{2,4 \theta^{3/2} \eta^{5/2} A^*}{N_0^z \Lambda_0 [4,5\eta + 1]},$$

$$W_0^z = \pi E_0^z x_{\text{фр}}^2 = \frac{9,7 \cdot 10^{-1} B_0^{5/2} \theta^7 \eta^{16} F A^*}{(N_0^z)^2 \Lambda_0^{1/2} [4,5\eta + 1]^{9/2}} \exp\left\{-\frac{3}{2\eta}\right\}, \quad (8)$$

$$W_{\text{вых}} / W^z = 10^{-4} k^2 f(T) \theta^{1/2} \exp\{1/\eta\} / B_0 \eta^{1/2} [4,5\eta + 1],$$

где E_0 — энергия лазерного импульса, приходящаяся на 1 см^2 поверхности мишени, измеряемая в единицах 10^6 Дж/см^2 , r_0^z — длительность импульса в единицах 10^{-10} сек , N_0^z — концентрация тяжелых ионов в единицах 10^{21} см^{-3} , $\Lambda_0 = \Lambda/10$, $B_0 = B/10$, $W_{\text{вых}}$ — энергия, выделившаяся в термоядерной реакции, $k = N^{\text{DT}} / N_z$.

Отметим, что $r_0^z \geq r^{e/z}$, где $r^{e/z}$ — время релаксации электронов с тяжелыми ионами, и температура ионов DT в рассматриваемых условиях следит за температурой тяжелых ионов, вследствие быстрого обмена энергией между ними. Задаваясь параметром η , с помощью формулы (8) можно определить параметры плазмы и требуемые для этого значения E_0^z , r_0^z ,

W_0^z . Приведем численные оценки, полагая $N_0^z = 10 (N^z = 10^{22})$, $k = 10$, $B_0 = 1$, $\Lambda_0 = 1$, $A^* = 10^2$, $\theta = 0,5$.

$$1. W^z = 10^3 \text{ Дж}, \quad r^z = 10^{-10} \text{ сек}, \quad T = 26 \text{ кэВ}, \quad x_{\text{фр}} = 2,3 \cdot 10^{-3} \text{ см},$$

$$W_{\text{вых}} / W^z = 3,5 \cdot 10^{-1}, \quad N_n^z = 2 \cdot 10^{14}, \quad \eta = 0,7.$$

$$2. W^z = 8 \cdot 10^3 \text{ Дж}, \quad r^z = 1,2 \cdot 10^{-10} \text{ сек}, \quad T = 37 \text{ кэВ}, \quad x_{\text{фр}} = 8 \cdot 10^{-3} \text{ см},$$

$$W_{\text{вых}} / W^z = 2,5 \cdot 10^{-1}, \quad N_n^z = 10^{15}, \quad \eta = 0,8.$$

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 января 1971 г.

Литература

- [1] Н.Г.Басов, О.Н.Крохин. Вестник АН СССР, №6, 55, 1970.
- [2] С.Д.Захаров, О.Н.Крохин, П.Г.Крюков, Е.Л.Тюрин. Доклад на Международной конференции по лазерной плазме, ноябрь 1970 г.
- [3] Ю.В.Афанасьев, Э.М.Беленов, О.Н.Крохин, И.А.Полуэктов. Письма в ЖЭТФ, 10, 553, 1969.
- [4] И.Бейгман, Л.Вайнштейн, А.Виноградов. Астрономический журнал, 46, №5, 1969.
- [5] Б.Смирнов, Г.Абрамов. Оптика и спектроскопия, 21, 19, 1966.