

Письма в ЖЭТФ, том 12, стр. 47 – 50

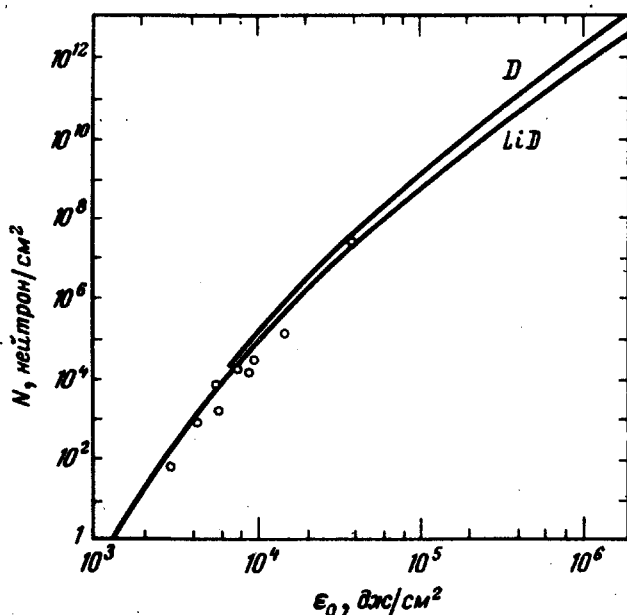
5 июля 1970 г.

НАГРЕВ ПЛАЗМЫ УЛЬТРАКОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В ПРОЦЕССЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

С.Д.Захаров, О.Н.Крозин, П.Г.Крюков, Е.Л.Тюрин

Нагрев плазмы при фокусировании мощных ультракоротких (10^{-11} – 10^{-12} сек) лазерных импульсов на твердую мишень [1] может сопровождаться распространением вглубь мишени электронной тепловой волны [2]. Рассмотрим наг-

рев ионов в такой плазме при плотности поглощенной энергии лазерного излучения $\epsilon > \epsilon_k = 6 \cdot 10^3 \text{ Дж/см}^2$, когда за счет теплопроводности возможно значительное увеличение числа нагретых частиц. При этом длительность ультракороткого импульса τ оказывается меньше характерных плазменных времен: времени выравнивания электронной и ионной температур τ_{ei} , распространения волны разрежения по нагретому слою $\tau_{зв}$ и распространения волны теплопроводности τ_m (расчеты показывают, что излучение плазмы слабо влияет на нагрев ионов). Например для LiD при $\epsilon = 10^5 \text{ Дж/см}^2$ $\tau_{ei} \sim \tau_{зв} \sim \tau_m \sim 0,5 \cdot 10^{-10} \text{ сек}$. При указанных условиях время разлета слоя (расширения вдвое) $\tau_{гд} \sim 2 \cdot 10^{-10} \text{ сек}$. Кроме того, тепловой поток $S_e = \chi_e \text{ grad } T_e$ не зависит от электронной плотности. Поэтому можно не учитывать присутствия вблизи мишени "хвоста" плазмы с переменной плотностью и принять модель мгновенного выделения тепла в электронах бесконечно тонкого поверхностного слоя мишени.



Выход нейтронов из плазмы в зависимости от поглощенной энергии лазерного импульса. Сплошные кривые — результаты аналитических расчетов для твердого дейтерия и дейтерида лития. Точками указаны результаты численных расчетов [5] для твердого дейтерия при длительности лазерного импульса $6 \cdot 10^{-12} \text{ сек}$

При рассматриваемых нами температурах плазма является полностью ионизированной. Профиль электронной тепловой волны имеет вид $T_e(t) \left(1 - \frac{x^2}{x_\Phi^2}\right)^{2/5}$,

где x — текущая координата, отсчитываемая от поверхности мишени, а x_Φ — координата фронта волны [3]. Ионная температура берется в том же виде, поскольку к моменту выравнивания температур их профили совпадают, а на ранней стадии нагрева при сильном отрыве температур конкретный вид $T_i(x, t)$ слабо сказывается на результатах.

После окончания лазерного импульса вглубь вещества распространяется плоская электронная тепловая волна с одновременной передачей тепла от электронов к ионам в результате столкновений и разлетом плазменного слоя из-за большого внутреннего давления. При этом фронт волны теплопроводности вначале опережает волну разрежения ввиду сильной зависимости S_e от температуры. Тепло из первоначально нагретого слоя успевает распространиться вглубь мишени, прежде чем этот слой разлетится и его энергия преобразуется в энергию направленного движения. Из расчетов следует, что к моменту выравнивания температур и достижения ионной температурой максимального значения T_{im} волна разрежения распространится до $x_{зв} = 2/3 x_{\phi}$. Однако толщина слоя, в котором плотность из-за разлета упадет более чем в два раза, составляет $\approx 1/3 x_{зв}$. Поэтому при определении T_{im} влиянием разлета можно пренебречь. Время τ_m , в течение которого T_{im} сохраняет относительную неизменность, напротив, полностью определяется разлетом нагретого к этому моменту слоя толщиной x_m .

Уравнения теплопроводности, сохранения энергии и электрон-ионной релаксации, написанные для средних по профилю температур $T = \frac{1}{x_{\phi}} \int_0^{x_{\phi}} T(t) \left[1 - \left(\frac{x^2}{x_{\phi}^2} \right) \right]^{2/5} dx$,

имеют вид:

$$x_{\phi} \frac{dx_{\phi}}{dt} = \sigma T_e^{5/2}, \quad (1)$$

$$T_e + \frac{1}{z} T_i = \frac{2}{3} \frac{\epsilon}{n_e} \quad (2)$$

$$\frac{dT_i}{dt} = \kappa \frac{T_e - T_i}{T_e^{3/2}}, \quad (3)$$

где

$$\sigma = \frac{0,86 \delta(z)}{m_e^{1/4} e^4 n_e \ln \Lambda}, \quad \kappa = \frac{8\sqrt{2\pi} m_e^{1/2} e^4 z^2 n_e \ln \Lambda}{3 m_i},$$

$\delta(z) = 1$ при $z = 1$ [4], z и \bar{z} — среднеквадратичный и средний заряды ионов, m_i — средняя масса ионов. Решение (1-3) дает

$$T_{im} = 0,77 \cdot 10^9 e^{4/3} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/6} (\ln \Lambda)^{1/3} [\delta(z)]^{-1/6} z^{1/3} \xi_m(\bar{z}) \epsilon^{1/3} (\kappa z \sigma) \quad (4)$$

$$\xi_m(1) = 0,44.$$

При этом

$$x_m = \frac{2}{3} \frac{\epsilon}{n_e T_{im} \left(1 + \frac{1}{\bar{z}} \right)}, \quad (5)$$

$$r_m = 1,13 \left[\frac{m_i}{3 T_{im} (1 + \xi)} \right]^{1/2} x_m \quad (6)$$

Рост ионной температуры с поглощенной энергией указывает на эффективность теплопроводного нагрева. Выражения (4–6) позволяют определить нейтронный выход из плазмы (рисунок). Для $Li D$ сделан также расчет в области, где теплопроводность отсутствует. Результаты [1] соответствуют $\epsilon \approx 5 \cdot 10^3$ дж/см², т. е. там, где теплопроводность еще не оказывает заметного влияния.

В последнее время появилось сообщение о численных расчетах нагрева ионов в твердом дейтерии с помощью субнаносекундных лазерных импульсов [5]. Значения удельного выхода нейтронов, полученные в этих расчетах, хорошо совпадают с результатами, соответствующими аналитическим выражениям (4–6) (см. рисунок).

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

Поступила в редакцию
1 июня 1970 г.

Литература

- [1] Н.Г.Басов, С.Д.Захаров, П.Г.Крюков, Ю.В.Сенатский, С.В.Чекалин. Письма в ЖЭТФ, 8, 26, 1968.
- [2] A.Caruso, R.Gratton. Plasma Physics, 11, 839, 1969.
- [3] Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., Изд. Наука, 1966.
- [4] Л.Спитцер. Физика полностью ионизованного газа. М., Изд. Мир, 1961.
- [5] J.W.Shearer, W.S.Barnes. Phys. Rev. Lett., 24, 92, 1970.