

*Письма в ЖЭТФ, том 12, стр. 115 – 118*

*20 июля 1970г.*

**ОБ ЭЛЕКТРОН-ИОННОЙ РЕЛАКСАЦИИ В ПЛАЗМЕ,  
ОБРАЗОВАННОЙ УЛЬТРАКОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ**

*С.Д.Захаров, О.М.Крохин, П.Г.Крюков, Е.Т.Тюрин*

Фокусирование мощного лазерного излучения импульсов ультракороткой длительности ( $\tau = 10^{-11} + 10^{-12}$  сек) на твердую мишень является одним из эффективных способов получения плотной высокотемпературной плазмы [1]. Рассмотрим нагрев ионов в такой плазме в случае, когда можно пренебречь электронной теплопроводностью.

Начальный размер  $x_0$  образующейся плазмы, как правило, намного превышает  $r_{\text{ЗВ}}$ , где  $v_{\text{ЗВ}}$  — ионная скорость звука, и поэтому за время действия ультракороткого импульса газодинамическим расширением можно пренебречь. Энергия лазерного импульса за время  $\tau$  переходит к электронам плазмы. Затем в результате столкновений эта энергия передается ионам, высвечивается и уходит из плазмы, преобразуется в направленное движение частиц. При этом  $\tau$  обычно много меньше характерных плазменных времен: времени выравнивания электронной и ионной температур (релаксации)  $\tau_{ei}$ , излучения плазмы  $\tau_{\text{изл}}$ , газодинамического расширения  $\tau_{\text{ГД}}$ . Например, для LiD-плазмы при электронной плотности  $n_0 = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , температуре  $T_0 = 200 \text{ эВ}$  и  $x_0 = 1 \cdot 10^{-2} \text{ см}$  получим  $\tau_{ei} \sim 10^{-10} \text{ сек}$  [2],  $\tau_{\text{изл}} \sim 5 \cdot 10^{-10} \text{ сек}$ ,  $\tau_{\text{ГД}} \sim 10^{-9} \text{ сек}$ . Однако время электрон-электронной релаксации  $\tau_{ee} \sim 10^{-13} \text{ сек}$ . Поэтому оправдано представление о мгновенном нагреве электронов до температуры  $T_e$ . Электронной теплопроводностью можно пренебречь при  $T_0 < T_k = 1,5 \cdot 10^{-10} (n_0 x_0)^{1/2} (\text{кэВ})$  (Для  $n_0 x_0 = 10^{19} \text{ см}^{-2}$   $T_k \approx 500 \text{ эВ}$ ). Тогда в начальной стадии разлета плазма является энергетически изолированной от остальной мишени. нас будут интересовать область  $T_0 > 100 \text{ эВ}$ , когда плазма полностью ионизована и ее излучение является тормозным. Температура ионов в начальный момент  $T_i(0) \ll T_0$  и ее можно положить равной нулю.

Плазма в момент образования и в процессе разлета не является однородной. Ее температура и плотность характеризуются некоторым пространственным распределением. Рассмотрим средние по объему значения параметров, чтобы не делать произвольных предположений о конкретном виде указанных профилей, недостаточно хорошо известных в реальных условиях. Такое приближение оправдано также тем, что в большинстве экспериментальных методов измеряются усредненные по объему плазмы характеристики. Последовательное проведение такого подхода требует исключить рассмотрение процесса поглощения лазерного излучения и оперировать с поглощенной в плазме энергией или при заданных  $n_0$  и  $x_0$  с температурой  $T_0$ . Произвольность  $T_0$  предполагает малую оптическую толщину плазменного слоя на лазерной частоте, но это не влияет на основные выводы. Решения будут целиком применимы к нагреву изолированной малой частицы и тонкой фольги. Для случая плоского разлета уравнения движения плазмы, сохранения энергии с учетом излучения, электрон-ионной релаксации в расчете на один ион записываются в виде:

$$z T_e + T_i = m_i x \ddot{x}, \quad (1)$$

$$- \frac{3}{2} \frac{d}{dt} (z T_e + T_i) = \frac{m_i}{2} \frac{d}{dt} \dot{x}^2 + \xi \frac{x_0 T_e^{1/2}}{x}, \quad (2)$$

$$\frac{dT_i}{dt} = \kappa \frac{x_0}{x} \frac{T_e - T_i}{T_e^{3/2}} - \frac{2}{3} m_i \dot{x} \ddot{x} \frac{T_i}{z T_e + T_i}, \quad (3)$$

при начальных условиях  $T_e(0) = T_0$ ,  $T_i(0) = 0$ ;  $x(0) = x_0$ ;  $n_e(0) = n_0$ . Здесь приняты следующие обозначения:  $z$  и  $m_i$  — средние заряд и масса ионов;

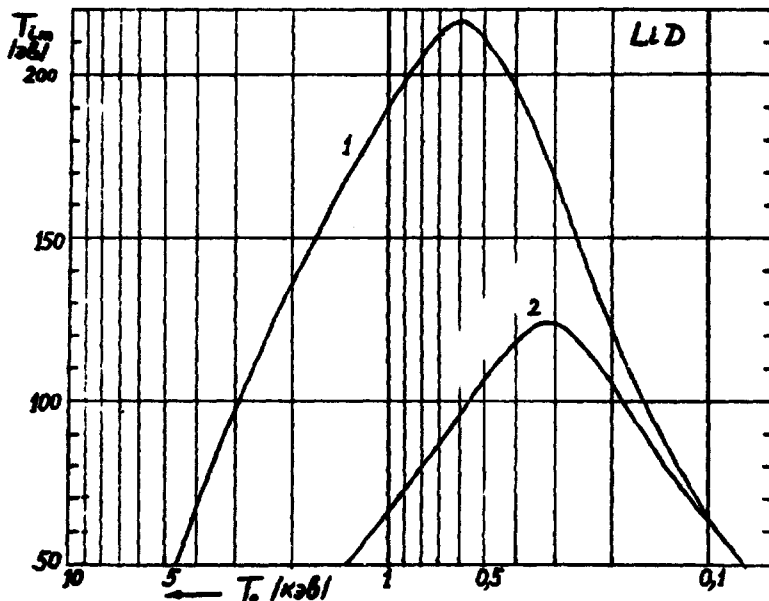
$$\xi = 1,35 \cdot 10^{-19} z^2 n_0, \quad \kappa = 5,33 \cdot 10^{-50} \frac{z^2 n_0}{m_i}, \quad \dot{x} = \frac{dx}{dt}; \quad \ddot{x} = \frac{d^2x}{dt^2}; \quad T \text{ из}$$

меряется в энергетической шкале. Аналогичные уравнения можно написать для сферического разлета. Вклад в приращение энергии разлета пропорционален

$$\frac{z T_e}{z T_e + T_i} \quad \text{и} \quad \frac{T_i}{z T_e + T_i}$$

соответственно для электронов и ионов, поскольку речь

идет о столкновительной плазме и можно пренебречь электродинамическим ускорением ионов электронами на краю свободно расширяющейся плазмы. Например, для LiD при  $n = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = 200 \text{ эВ}$  длина свободного пробега электронов  $\ell_e \sim 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ , а дебаевский радиус, определяющий объем, вовлеченный в ускорение,  $\ell_D \sim 3 \cdot 10^{-7} \text{ см}$  [3]. Зависимость  $T_i(t)$  имеет максимум  $T_{im}$  при  $t = t_m$ , определяемый начальными условиями. Рост  $T_i$  благодаря электрон-ионной релаксации сменяется затем падением из-за преобразования тепла в энергию разлета. Решение ищется в виде зависимости  $T_{im}$  от начальных данных, так как величина  $T_{im}$  представляет наибольший интерес, определяя, например, нейтронный выход.



Зависимость максимально достижимой температуры ионов  $T_{im}$  от начальной электронной температуры  $T_0$  для LiD-плазмы при  $n_0 x_0 = n_0 r_0 = 10^{19} \text{ см}^{-2}$ . Переход к плазме с иным составом и начальными условиями происходит при

умножении масштаба по оси ординат на  $\left(\frac{3}{2} \frac{z}{1+z}\right)^{1/2} L$ ,  
а масштаба по оси абсцисс — на  $\left(\frac{3}{2} \frac{1+z}{z}\right)^{1/2} L$ , где

$$L = \left(\frac{8 m_H}{m_i}\right)^{1/4} \frac{z^{3/4}}{2,25} \sqrt{\frac{n_0 x_0}{10^{19}}}$$

1 — плоский разлет; 2 — сферический разлет

Решение системы (1–3) сделано приближенно, но возможные ошибки по оценкам не превышают 20%. Результаты можно представить в виде кривой  $T_{im}(T_0)$  (рисунок). В области малых  $T_0$  выравнивание температур происходит раньше

газодинамического расширения. При увеличении  $T_0$  релаксация происходит в процессе разлета и рост  $T_{im}$  замедляется. При больших  $T_0$  плазма под действием внутреннего электронного давления разлетается быстрее, чем произойдет обмен теплом между электронами и ионами и  $T_{im}$  с увеличением  $T_0$  уменьшается. Отметим слабое влияние излучения — процесса, более медленно, чем релаксация. При заданной  $T_0$  максимально достижимая температура ионов зависит от  $n_0 x_0$ . Если для  $n_0 x_0 = \text{const}$  определить  $T_0^*$  как температуру, при которой кривая  $T_{im}(T_0)$  достигает максимума  $T_{im}^*$ , то получим  $T_0^* \sim (n_0 x_0)^{1/2}$ . Температура  $T_0^*$  слабо зависит от массы ионов (как  $m_i^{1/4}$ ) и более сильно от  $z$ . При  $n_0 = \text{const}$   $T_0^* \sim z^{3/4}$ .

Таким образом, в случае изолированной плазмы ( $n_0 x_0 = \text{const}$ ) нельзя получить температуру ионов выше некоторой  $T_{im}^*$ . Более того, переход через  $T_0^*$  приводит к падению ионной температуры. Однако, если с увеличением  $T_0$  увеличивать  $n_0 x_0$ , то станет возможным дальнейший рост  $T_i$ . Именно такая ситуация может осуществиться при воздействии очень мощных импульсов на массивную мишень. Увеличение числа нагреваемых частиц при этом происходит за счет теплопроводности. В данном случае теплопроводность выступает не как бесполезный, приводящий к нежелательным потерям процесс, а как механизм, способствующий получению высоких ионных температур.

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

Поступила в редакцию  
1 июня 1970г.

#### Литература

- [1] Н.Г.Басов, С.Д.Захаров, П.Г.Крюков, Ю.В.Сенатский, С.В.Чекалин. Письма в ЖЭТФ, 8, 26, 1968.
- [2] Л.Спитцер. Физика полностью ионизованного газа; Изд. Мир, 1965.
- [3] Л.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Изд. Наука, 1966.