

Письма в ЖЭТФ, том 17, вып. 1, стр. 52 – 55

5 января 1973 г.

**НАГРЕВ И УДЕРЖАНИЕ ПЛАЗМЫ
В СКРЕЩЕННЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКАХ**

В. Н. Луговой, А. М. Прохоров

Вопросу нагрева плазмы излучением импульсного лазера с целью получения термоядерной реакции посвящен ряд теоретических работ (см., например, [1 – 4]). В этих работах рассматриваются условия,

когда время нагрева не превышает времени гидродинамического разлета плазмы. В настоящем сообщении предлагается другой метод нагрева плазмы излучением импульсного лазера. В этом методе время нагрева может определяться длительностью $\tau_{\text{л}}$ лазерного импульса и тем самым может быть намного больше соответствующего времени гидродинамического разлета. Кроме того, в отличие от рассмотренных в указанных работах условий в предлагаемом методе площадь скин-слоя (в котором происходит непосредственное преобразование световой энергии в тепловую либо энергию коллективных колебаний плазмы) может быть намного больше площади поверхности, ограничивающей весь объем нагреваемой плазмы.

Для такого нагрева надо поместить вещество в область пересечения двух, наклоненных друг к другу под некоторым углом α световых пучков, полученных, например, от одного лазера. Ниже рассмотрим для определенности фокусированные пучки (с диаметрами фокальных областей по отдельности равными $d_{\phi 1}$ и $d_{\phi 2}$), пересекающиеся в окрестности этих фокальных областей. Путем непосредственных вычислений можно убедиться, что в несимметричных условиях, например, 1) при $d_{\phi 1} \neq d_{\phi 2}$, 2) при несовпадении центров фокальных областей с отсутствием плоскости симметрии рассматриваемых пучков, и т. д., в результате интерференции полей скрещенных пучков образуются трехмерные "микрообласти". В узловых точках каждой из микрообластей значения плотности световой энергии (и следовательно, давления электромагнитного поля) малы по сравнению с соответствующими значениями на границе. Один из размеров (Δx) микрообластей, очевидно, есть $\Delta x \approx \lambda / 2 \sin(\alpha / 2)$ (λ — длина волны излучения лазера), т. е. определяется расстоянием между полосами интерференции двух плоских волн; два других (Δy и Δz) могут определяться 1) размерами фокальных областей в направлениях остальных декартовых осей y и z , 2) размерами области пересечения рассматриваемых пучков в направлениях тех же осей, и т. д. Каждая из микрообластей представляет собой трехмерную потенциальную яму, которая будет удерживать заключенную в ней плазму от разлета, если давление $p_{\text{гр}}$ электромагнитного поля по всей граничной поверхности микрообласти больше, чем давление плазмы $p_{\text{пл}}$.

$$p_{\text{гр}} > p_{\text{пл}} \quad (1)$$

мы будем предполагать выполненным в течение всего времени от некоторого момента t_0 , отвечающего полной ионизации вещества до интересующего нас момента t_1^1 .

Рассмотрим кинетику нагрева плазмы в данных условиях в простейшей модели. Обозначим $d_{\phi} = \max(d_{\phi 1}, d_{\phi 2})$ и запишем соотноше-

¹⁾ Мы не касаемся здесь начальной стадии ионизации вещества.

ние (1) в виде $P_{Гр} = A P_{Пл}$, ($A > 1$). Поскольку $P_{Гр} \sim \frac{2P_{Л}}{c d_{\Phi}^2}$ (где $P_{Л} = P_{Л}(t)$ – мощность лазерного пучка), то это соотношение дает

$$P_{Л} = A c d_{\Phi}^2 n k T, \quad (2)$$

где n и T – средние (по различным микрообластям) значения температуры и плотности ионов плазмы (мы предполагаем $T_e = T_i = T$). Обозначим далее через μ эффективность преобразования световой энергии в тепловую энергию плазмы. Тогда имеем

$$\frac{d}{dT}(3nkTV) = \mu P_{Л}, \quad (\mu < 1). \quad (3)$$

Здесь V – полный объем, занятый плазмой в микрообластях. Величина μ зависит от общей площади и толщины скин-слоя. Тем самым при изменении параметров рассматриваемых пучков значение μ может изменяться в широких пределах. Это значение вообще зависит от температуры T благодаря зависимости от температуры коэффициента поглощения света в плазме. Полагая однако для простоты $\mu = \text{const}$, фиксируя $A = A_0 = \text{const}$ и пренебрегая зависимостью от времени величин n и V , из уравнений (2), и (3) находим

$$P_{Л}(t) = P_{Л}(t_1) \exp \left[\frac{t - t_1}{\tau(A_0)} \right], \quad (4)$$

где

$$\tau(A_0) = \frac{3V}{A_0 c d_{\Phi}^2 \mu}. \quad (5)$$

Благодаря тому, что изменение во времени мощности $P_{Л}$ для типичного лазерного импульса на дальнем участке переднего фронта имеет экспоненциальный характер, неравенство (1) для такого импульса будет выполнено при

$$\tau_{н} < \tau(1) \equiv \frac{3V}{c d_{\Phi}^2 \mu}. \quad (6)$$

Интегрируя далее (3) по времени первой половины импульса, находим выражение для температуры плазмы T_1 в момент максимума лазерной мощности:

$$T_1 = \frac{\mu}{6nkV} E_{Л}, \quad (7)$$

где $E_{Л}$ – полная энергия симметричного по времени лазерного импульса.

Рассмотрим численный пример. Положим $E_{Л} = 3 \cdot 10^4 \text{ Дж}$, $d_{\Phi} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$, $n = 5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $\mu = 10^{-1}$, $V = d_{\Phi}^3 \ell_{\Phi}$, $\ell_{\Phi} = 1,4\pi d_{\Phi}^2 / \lambda$, $\lambda = 10^{-4} \text{ см}$. Тогда условие (6) дает $\tau_{н} < 10^{-9} \text{ сек}$ (например, мож-

но положить $\tau_{и} = 3 \cdot 10^{-10}$ сек). При этом согласно (7) для T_1 имеем $T_1 = 3 \cdot 10^7$ град. Отметим, что при этой температуре скорость звука $v_{зв}$ в дейтериево-тритиевой плазме порядка $0,6 \cdot 10^8$ см/сек. Поэтому время ее свободного разлета при $d_{\phi} = 5 \cdot 10^{-3}$ см составляло бы $4 \cdot 10^{-11}$ сек, что примерно на порядок меньше значения $\tau_{и} = 3 \cdot 10^{-10}$ сек.

Легко видеть, что удержание плазмы в рассматриваемых условиях возможно и в том случае, когда толщина слоя вещества ℓ заметно меньше длины микрообластей (тогда $v \sim \ell d_{\phi}^2$). При этом необходимо выполнить лишь условие $\ell \gg v_{зв} \tau_{и}$, означающее инерциальное удержание в одном (продольном) направлении.

Заметим также, что в процессе нагрева значение n плотности плазмы в микрообластях может увеличиваться со временем за счет сжатия под давлением электромагнитного поля. При этом практически неизменным будет оставаться произведение $nV^{1/3}$. Согласно (5) для большего сжатия лучше использовать более короткие лазерные импульсы. Если в рассмотренном примере положить $\tau_{и} = 3 \cdot 10^{-11}$ сек, то из (5) видно, что $A_0 = 30$. При этом плотность плазмы в микрообластях будет примерно на порядок больше начального значения $n = 5 \cdot 10^{22}$ см⁻³.

Авторы благодарят А.А.Самохина и М.В.Федорова за полезные обсуждения результатов работы.

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

Поступила в редакцию
22 ноября 1972 г.

Литература

- [1] Н.Г.Басов, О.Н.Крохин. ЖЭТФ, 46, 171, 1964.
- [2] С.Д.Захаров, О.Н.Крохин, П.Г.Крюков, Е.Я.Тюрин. Письма в ЖЭТФ, 12, 115, 1970.
- [3] А.Ф. Naught, D.H. Polk. Phys. of Fluids, 13, 2825, 1970.
- [4] П.П.Пашинин, А.М.Прохоров. ЖЭТФ, 60, 1630, 1971.

¹⁾ Вообще плазма в каждой отдельной микрообласти может быть неоднородной за счет возникновения в ней гидродинамических волн. В последнем случае под n, T мы подразумеваем значения, усредненные как внутри каждой микрообласти, так и по различным микрообластям.