

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ИК ЛАЗЕРОВ ДЛЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО НАГРЕВА СВЕРХПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

Ф. В. Бункин, П. П. Пашинин, А. М. Прохоров

1. Основное преимущество лазерного способа высокотемпературного нагрева плазмы, как известно, заключается в возможности достижения чрезвычайно высоких значений удельного энерговклада в вещество при малых длительностях облучения. При таком способе в принципе отпадает проблема удержания высокотемпературной плазмы, поскольку из-за малой длительности энерговклада может быть использовано ее инерционное удержание (ИУ). Вместе с тем использование ИУ с одновременным требованием нагрева плазмы до условий превышения энергии ядерного синтеза над затраченной для нагрева энергией лазерного импульса E приводит к тому, что минимальная необходимая энергия $E_{min} \sim 1/N_i^{21}$. Такая зависимость E_{min} от N_i указывает на преимущества твердотельных (или жидких) мишеней, предложенных в [1]. При максимальной ("твердотельной") плотности $N_i \approx 5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и $\gamma \approx 0,5$, согласно (1), минимальная энергия лазерного импульса $E_{min} \gtrsim 10^6 \text{ Дж}$ при длительности импульса $\tau \lesssim \tau_{ei} \approx 10^{-9} \text{ сек}$. Заметим, что это – наиболее оптимистическая в настоящее время оценка необходимой лазерной энергии, соответствующая условию трехмерного ИУ нагреваемой плазмы. Однако, реализация такого лазерного способа нагрева остается проблематичной, поскольку возникают трудности, связанные с вводом энергии излучения

¹⁾ Действительно, из условия трехмерного ИУ следует, что объем нагреваемого вещества V должен удовлетворять соотношению:
 $\gamma V^{1/3} \approx v_i(T)t$, где $v_i(T)$ – средняя тепловая скорость ионов, t – время ИУ, коэффициент $\gamma < 1$ и характеризует степень ИУ плазмы. Минимальная энергия

$$E_{min} = 3kTN_i V = 3kT(v_i/\gamma)^3 N_i t^3.$$

Условие превышения энергетического выхода ядерного синтеза за время t над энергией $3kTN_i V$ имеет вид $N_i t > A(T)$ (для 50%-ной смеси дейтерия и трития при $T = 10^8 \text{ К}$, $A \approx 0,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}$). При этом получаем:

$$E_{min} > 3kT (Av_i/\gamma)^3 N_i^{-2}. \quad (1)$$

Очевидно, необходимо, чтобы время t одновременно удовлетворяло условиям: $t \gtrsim \tau$ и $t \gtrsim \tau_{ei}$, где τ – длительность лазерного импульса, τ_{ei} – время электрон-ионной термализации. Выполнение последнего условия автоматически приводит к выполнению неравенства $N_i t > 0,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}$, поскольку $\tau_{ei} \approx 0,7 \cdot 10^2 T^{3/2} / N_i$. Длительность импульса должна удовлетворять условию $\tau \lesssim \tau_{ei}$.

в сверхплотную плазму, т. е. плазму, для которой $\omega_p \equiv \sqrt{4\pi e^2 N_e / m} > \omega$ (ω – круговая частота излучения).

2. В настоящей статье обсуждается одна возможность решения проблемы ввода энергии излучения в сверхплотную плазму, возникающую в лазерных экспериментах.

Известно (см., например, [2]), что при наложении на плазму достаточно сильного постоянного магнитного поля H_0 в ней становится возможным волновое распространение в квазипродольном направлении определенного типа волны даже при $(\omega_p / \omega) > 1$. Точнее говоря, такое распространение возможно, если

$$(\omega_H / \omega) \cos \phi > 1, \quad (2)$$

где $\omega_H = eH_0 / mc$ – гироманнитная частота электрона, ϕ – угол между направлениями распространения волны и магнитного поля H_0 . Для случая газовой плазмы такой эффект "просачивания" наблюдался в опытах по зондированию земной ионосферы (см. [2]). Особенно поразительным этот эффект выглядит в известных опытах по наблюдению волнового распространения СВЧ в металлах и полуметаллах (см. обзоры [3, 4]), где параметр $(\omega_p / \omega) \gg 1$.

Применительно к лазерному нагреву сверхплотной плазмы условие (2) может быть реально осуществлено при $\phi \ll 1$ для ИК лазеров, например, для CO_2 -лазеров, для которых $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ ($\omega = 1,78 \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1}$) и соответственно критическое магнитное поле $H_0 = 10^7 \text{ вс}$ ($\omega \approx \omega_H$). Такое сверхсильное магнитное поле уже сейчас может быть экспериментально получено за времена $\sim 10^{-6} \text{ сек}$ при помощи современной техники магнитнокумулятивных генераторов (см. [6, 7]). Следует, однако, иметь в виду, что условие (2) есть лишь условие существования в сверхплотной плазме нормального типа волны, обладающей вещественным показателем преломления. Возникает основной вопрос – насколько эффективно может возбуждаться такая волна в сверхплотной плазме при падении на нее внешнего лазерного излучения. Оказывается, что для сходящихся лазерных циркулярно поляризованных пучков с достаточно малой угловой апертурой ϕ_0 коэффициент преобразования по энергии D в волну, распространяющуюся в области $(\omega_p / \omega) > 1$ может быть весьма близким к единице. Количественно это условие имеет вид (см. [2]):

$$D \approx 1 - 1/\eta, \quad \eta \equiv \frac{\lambda}{\pi^2} \frac{(1 - \omega / \omega_H)^{3/2}}{\phi_0^2} \left(\frac{N_e}{N_e} \right)_{\omega \approx \omega_p} \gg 1 \quad (3)$$

2) В случае "твердотельной" плазмы рассматриваемый эффект несколько усложняется из-за возможного наличия нескольких типов свободных носителей. Соответственно этому появляются так называемые спиральные (геликоновые) и альфвеновские типы волн. Заметим, что одна из первых экспериментальных работ по наблюдению распространения электромагнитных волн в висмуте была выполнена в нашей лаборатории [5].

(λ — длина волны в свободном пространстве, N_e' — производная от электронной плотности N_e по продольной координате). Из (3) видно, что для эффективного возбуждения волны в сверхплотной плазме необходимы не только малые углы ϕ_0 , но и достаточно большие градиенты электронной концентрации N_e' в точке $\omega_p \approx \omega$. Последнее связано с тем что сама возможность возбуждения электромагнитной волны в области $\omega_p > \omega$ обусловлена нарушением условий геометрической оптики в точке $\omega_p \approx \omega$ для волн обоих типов (обыкновенной и необыкновенной), а, следовательно, преобразованием одного типа волны в другой (см. [2], §28). При $(\omega_H/\omega) = 2$ для излучения CO₂-лазера условие (3) выполняется, если ширина $\Delta Z = (N_e'/N_e')_{\omega_p \approx \omega}$ удовлетворяет неравенству

$$\Delta Z \ll 3 \cdot 10^{-5} \phi_0^{-2} \text{ (см)}. \quad (4)$$

Для эффективного ввода всей энергии лазерного импульса в образующую им самим сверхплотную плазму, необходимо, чтобы условие (4) выполнялось на протяжении всей длительности импульса τ , т. е. при $\Delta Z = \Delta Z_{\max} \approx \Delta Z(\tau)$. При плотности $N_i = N_e \approx 5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$ время электрон-ионной термализации $\tau_{ei} \approx 10^{-9} \text{ сек}$. Поэтому при длительности импульса $\tau \approx 10^{-9} \text{ сек}$ $\Delta Z_{\max} \approx v_i(T) \tau \approx 10^{-1} \text{ см}$, и условие (4) приводит к требованию: $\phi_0 < 2 \cdot 10^{-2} \text{ рад}$. В области каустики фокусирующей системы это условие на угол ϕ_0 , по-видимому, может быть экспериментально выполнено. Оно, однако, существенно облегчается при переходе к более коротким длительностям импульсов $\tau \ll \tau_{ei}$. Так, при $\tau \approx 10^{-10} \text{ сек}$ ΔZ_{\max} определяется толщиной "электронной шубы", окружающей холодные ионы, и при $T_e \approx 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$ составляет $\Delta Z_{\max} \approx \sqrt{kT_e/e^2 N_i} \approx 10^{-6} \text{ см}$. Условие (4) при этом выполняется практически всегда.

3. Поскольку рассмотренная возможность ввода энергии излучения в сверхплотную плазму связана с применением продольного магнитного поля, она одновременно допускает использование магнитной термоизоляции плазмы и цилиндрической "тяжелой оболочки", предложенных в [8].

Из работы [8] следует, что при наличии магнитного поля с напряженностью $H_0 \approx 10^7 \text{ гс}$ поперечная площадь мишени S , помещенной в цилиндрическую "тяжелую оболочку", может быть взята $\approx 10^{-4} \text{ см}^2$ (т. е. диаметр $d \approx 10 \lambda$ для излучения CO₂-лазера). При этом для минимальной лазерной энергии E_{\min} , оцениваемой из условия одномерного ИУ и требования $N_i \tau > A(T)$ (аналогично (1)), получаем ($\gamma \approx 0,5$):

$$E_{\min} > 3kT v_i AS/\gamma \approx 3 \cdot 10^3 \text{ дж}, \quad (5)$$

т. е. на два с половиной порядка меньше по сравнению с наиболее оптимистической оценкой, известной в настоящее время. Заметим, что в данном случае E_{\min} не зависит от N_i и поэтому плотность мишени, а вместе с ней и длительность импульса τ могут варьироваться в некоторых пределах. При "твердотельной" плотности $N_i = 5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ указанная энергия CO₂-лазера должна генерироваться за время $\tau \ll 10^{-9} \text{ сек}$. Переход к существенно более низким плотностям мишеней (а, следова-

тельно, N_i) в рассмотренной ситуации не целесообразен, поскольку при этом возрастает необходимая для ИУ длина мишени. Заметим, что в рассмотренных условиях при "твердотельной" плотности плазмы поглощение излучения даже при максимальной температуре $T = 10^8$ °К из-за циклотронного резонанса всегда велико, и условие $\alpha^{-1} < (v_i \tau_{ei} / \gamma)$ заведомо выполняется (α — коэффициент поглощения магнитоактивной плазмы для волны соответствующего типа при учете теплового движения электронов, см. [2]).

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

Поступила в редакцию
21 марта 1972 г.

Литература

- [1] Н.Г.Басов, О.Н.Крохин. Вестник АН СССР, №6, 55, 1970.
 - [2] В.Л.Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., Изд. Наука, 1967.
 - [3] А.А.Веденов. УФН, **84**, 533, 1964.
 - [4] Э.А.Канер, В.Г.Скобов. УФН, **89**, 367, 1966.
 - [5] Г.С.Абилов, В.Г.Веселаго, А.М.Прохоров. ДАН СССР, **156**, 298, 1964.
 - [6] А.Д.Сахаров. УФН, **88**, 725, 1966.
 - [7] Ф.Биттер. УФН, **88**, 735, 1966.
 - [8] П.П.Пашинин, А.М.Прохоров. ЖЭТФ, **60**, 1530, 1971; **62**, 189, 1972.
-