

О РОЛИ ОТРАЖЕНИЯ ПРИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ РАЗОГРЕВЕ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В. А. Бойко, А. В. Виноградов

В проблеме разогрева конденсированного вещества до термоядерных температур с помощью мощных лазеров¹ представляется существенным выяснение условий наиболее оптимального ввода энергии лазерного излучения в плазму. При этом важную роль может играть отражение нагревающего излучения от неоднородностей плазмы. Дело в том, что при фокусировке излучения на твердую мишень (частицу) в образующейся плазме (лазерном факеле) имеется плотная область с ленгмюровской частотой ω_p , превышающей лазерную частоту ω . При малом коэффициенте поглощения это обстоятельство приводит к сильному отражению излучения и препятствует дальнейшему нагреву плазмы. Отражение может быть практически полным и при большом коэффициенте поглощения, если только у плазмы имеется достаточно резкая граница². Наоборот, размытие границы из-за газодинамического движения приводит к проникновению и эффективному поглощению излучения в плазме³.

В настоящей работе предлагается модель, позволяющая оценивать коэффициенты отражения от плазмы лазерного факела. С одной стороны, принятая модель согласуется с проведенными в последнее время интерферометрическими измерениями профиля плотности горячего ядра лазерного факела, а с другой стороны дает возможность точно решить электродинамическую задачу.

Скоростная диагностика плазмы непосредственно вблизи конденсированной среды⁴ дает экспоненциальную зависимость электронной плотности N_e от расстояния x до мишени (для плотности потока лазерного излучения $10^{12} \div 10^{13}$ Вт/см², длительности импульса $\sim 10^{-8}$ сек, $x \leq 10^{-2}$ см. При этом рассматриваемая область факела имеет размеры меньше диаметра кружка фокусировки $\sim 10^{-2}$ см, и поэтому при теоретическом анализе мы ограничимся одномерным случаем.

Рассмотрим нормальное падение электромагнитной волны на слой полностью ионизированной дейтериевой плазмы, в которой $N_e \sim \exp(x/L)$; ось x параллельна волновому вектору волны. При интересующих нас параметрах плазмы ($2,5 \cdot 10^5 < T_e < 2,5 \cdot 10^8$ °К, $N_e < 10^{22}$) поглощение излучения определяется частотой электрон-ионных соударений $\nu_{i, \text{эф}} \ll \omega = 1,8 \cdot 10^{15}$ сек⁻¹, где ω - частота неодимового лазера. Поэтому диэлектрическую проницаемость можно записать²

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} + i \frac{\omega_p^2}{\omega^3} \nu_{i, \text{эф}} \quad (1)$$

$$\nu_{i, \text{эф}} = \frac{5,5 N_e}{T_e^{3/2}} \ln\left(\frac{220 T_e}{N_e^{1/2}}\right) \quad (2)$$

$$\omega_p^2 = N_e 4\pi e^2 / m \quad (3)$$

где T_e - температура электронов в °К, e , m - заряд и масса электрона.

Если в $\nu_{i, \text{эф}}$ пренебречь слабой зависимостью от x под знаком логарифма, то уравнение для амплитуды электрического поля $E(x)$ можно написать в виде

$$\frac{d^2 E}{dx^2} + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon(\omega, x) E = 0 \quad (4)$$

$$\varepsilon(\omega, x) = 1 - \alpha e^{\frac{x}{L}} + i \beta e^{\frac{2x}{L}}, \quad (5)$$

где α , β , L - действительные положительные параметры, c - скорость света.

Решение этого уравнения имеет вид

$$E(x) = C_1 e^{-\frac{k}{2} \xi^{1/2}} \Phi\left(\frac{1}{2} + ip + pre^{i\frac{\pi}{4}}; 2ip + 1; \xi\right) + C_2 e^{-\frac{k}{2} \xi^{1/2}} \Phi\left(\frac{1}{2} - ip + pre^{i\frac{\pi}{4}}; -2i + 1; \xi\right); \quad (6)$$

$$\xi = 2e^{-i\frac{\pi}{4}} p\sqrt{\beta} e^{\frac{x}{2}}; \quad p = \frac{\omega L}{c} = \frac{2\alpha L}{\lambda}; \quad r = \frac{a}{2\sqrt{\beta}} \quad (7)$$

где $\Phi(\delta_1, \delta_2, \xi)$ – вырожденная гипергеометрическая функция; C_1 и C_2 – произвольные постоянные, которые следует выбрать так, чтобы поле $E(x)$ затухало при $x \rightarrow \infty$. Из этого условия, воспользовавшись асимптотикой $\Phi(\delta_1, \delta_2, \xi)$, при больших значениях аргумента находим

$$C_1 \frac{\Gamma(2ip + 1)}{\Gamma(\frac{1}{2} + ip + pre^{i\frac{\pi}{4}})} + C_2 \frac{\Gamma(-2ip + 1)}{\Gamma(\frac{1}{2} - ip + pre^{i\frac{\pi}{4}})} = 0 \quad (8)$$

Устремив в (6) $x \rightarrow \infty$, легко найти поле вдали от слоя и определить коэффициент отражения

$$R = \frac{C_1}{C_2} (2e^{-i\frac{\pi}{4}} p\sqrt{\beta})^{-2ip} = - \frac{\Gamma(2ip + 1) \Gamma(\frac{1}{2} - ip + pre^{i\frac{\pi}{4}})}{\Gamma(-2ip + 1) \Gamma(\frac{1}{2} + ip + pre^{i\frac{\pi}{4}})} (2e^{-i\frac{\pi}{4}} p\sqrt{\beta})^{-2ip} \quad (9)$$

При отсутствии поглощения ($\beta = 0$) имеем

$$R = - \frac{\Gamma(2ip + 1)}{\Gamma(-2ip + 1)} (\alpha p^2)^{-2ip}; \quad |R| = 1 \quad (10)$$

При $\beta \rightarrow \infty$, т.е. $\text{Im } \xi \gg \text{Re } \xi$, имеем

$$R = - \frac{\Gamma(ip + 1)}{\Gamma(-ip + 1)} \left(\frac{e^{-i\frac{\pi}{4}} p\sqrt{\beta}}{2} \right)^{-2ip}; \quad |R| = e^{-\frac{\pi p}{2}} \quad (11)$$

Если $p \gg 1$, т.е. характерный размер неоднородности значительно больше $\lambda = \frac{\lambda}{2\alpha}$, в выражении

Решение этого уравнения имеет вид

$$E(x) = C_1 e^{-\frac{\xi}{2}} \xi^{ip} \Phi\left(\frac{1}{2} + ip + \text{pr} e^{i\frac{\pi}{4}}; 2ip + 1; \xi\right) + \\ + C_2 e^{-\frac{\xi}{2}} \xi^{-ip} \Phi\left(\frac{1}{2} - ip + \text{pr} e^{i\frac{\pi}{4}}; -2ip + 1; \xi\right); \quad (6)$$

$$\xi = 2e^{-i\frac{\pi}{4}} p\sqrt{\beta} e^{\frac{x}{L}}; \quad p = \frac{\omega L}{c} = \frac{2\pi L}{\lambda}; \quad r = \frac{\alpha}{2V\beta} \quad (7)$$

где $\Phi(\delta_1, \delta_2, \xi)$ – вырожденная гипергеометрическая функция; C_1 и C_2 – произвольные постоянные, которые следует выбрать так, чтобы поле $E(x)$ затухало при $x \rightarrow \infty$. Из этого условия, воспользовавшись асимптотикой $\Phi(\delta_1, \delta_2, \xi)$, при больших значениях аргумента находим

$$C_1 \frac{\Gamma(2ip + 1)}{\Gamma(\frac{1}{2} + ip + \text{pr} e^{i\frac{\pi}{4}})} + C_2 \frac{\Gamma(-2ip + 1)}{\Gamma(\frac{1}{2} - ip + \text{pr} e^{i\frac{\pi}{4}})} = 0 \quad (8)$$

Устремив в (6) $x \rightarrow \infty$, легко найти поле вдали от слоя и определить коэффициент отражения

$$R = \frac{C_1}{C_2} (2e^{-i\frac{\pi}{4}} p\sqrt{\beta})^{-2ip} = - \frac{\Gamma(2ip + 1) \Gamma(\frac{1}{2} - ip + \text{pr} e^{i\frac{\pi}{4}})}{\Gamma(-2ip + 1) \Gamma(\frac{1}{2} + ip + \text{pr} e^{i\frac{\pi}{4}})} (2e^{-i\frac{\pi}{4}} p\sqrt{\beta})^{-2ip} \quad (9)$$

При отсутствии поглощения ($\beta = 0$) имеем

$$R = - \frac{\Gamma(2ip + 1)}{\Gamma(-2ip + 1)} (\alpha p^2)^{-2ip}; \quad |R| = 1 \quad (10)$$

При $\beta \rightarrow \infty$, т.е. $\text{Im } \epsilon \gg \text{Re } \epsilon$, имеем

$$R = - \frac{\Gamma(ip + 1)}{\Gamma(-ip + 1)} \left(e^{-i\frac{\pi}{4}} \frac{p\sqrt{\beta}}{2} \right)^{-2ip}; \quad |R| = e^{-\frac{2p}{\sqrt{\beta}}} \quad (11)$$

Если $p \gg 1$, т.е. характерный размер неоднородности значительно больше $\lambda = \frac{\lambda}{2\pi}$, в выражении

(9) можно воспользоваться разложением Γ -функции при больших значениях аргумента

$$|R| = \exp \left\{ -p \left[\frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg} r - \frac{r\sqrt{2}}{2} \ln \frac{\sqrt{r^2+1}}{r^2+1+r\sqrt{2}} - \frac{r\sqrt{2}}{2} \operatorname{arctg} \frac{r\sqrt{2}}{r^2-1} \right] \right\}, \quad r > 1 \quad (12)$$

При больших r (практически при $r > 5$) выраженные для коэффициента отражения существенно упрощаются

$$R = \exp(-p/r) = \exp\left(-\frac{2\pi L}{\lambda} \frac{\alpha}{2\sqrt{\beta}}\right) \quad (13)$$

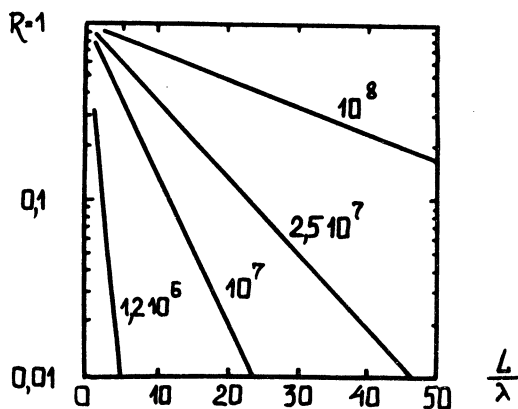
В работах^{3,4} для плотности потока падающего излучения 10^{12} Вт/см² приведены независимые измерения параметров плазмы и количества отраженного плазмой излучения. Формулы (9 + 13), связывающие коэффициент отражения с электронной температурой, плотностью и масштабом неоднородности плазмы, дают возможность сопоставить между собой результаты этих измерений. Положим для удобства $N_e(x) = 5 \cdot 10^{22} e^{-x/L}$, где L - расстояние, на котором N_e падает от 10^{21} до 10^{20} . Далее можно написать $\alpha = 55$, $\beta = 3,1 \cdot 10^{10} T_e^{-3/2}$.

В условиях эксперимента⁴ имеем $L = 5 \cdot 10^{-3}$ см, $\lambda = 10^{-4}$ см, $T_e = 2 \cdot 10^6$ °К, откуда получаем $R \ll 1$, что соответствует измерениям коэффициента отражения³.

Коэффициент отражения в широкой области изменения параметров переходного слоя можно определить с помощью рисунка 1. Например, для того, чтобы при $T_e = 2,5 \cdot 10^7$ °К факел эффективно поглощал падающее излучение, необходимо, чтобы характерный размер неоднородности был порядка пятидесяти длин волн.

Мы воспользовались моделью с неограниченным ростом N_e , в то время как в действительности по-

следняя не может превосходить концентрацию электронов в твердом дейтерии $5 \cdot 10^{22}$. Поскольку в рассмотренных случаях масштаб неоднородности значительно больше длины волны, то для оценки глубины проникновения можно воспользоваться приближением



Р и с. 1. Связь между масштабом неоднородности L/λ , температурой переходного слоя T^*K и коэффициентом отражения R .

геометрической оптики². В этом случае имеем

$$\Delta x \sim \left| \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \frac{d(\operatorname{Re} \epsilon)}{dx} \right|^{-1/2} \ll L$$

(величина ϵ берется в точке, где плотность равна критической).

В заключение отметим, что отражение нагревающего излучения от лазерной плазмы при учете влияния профиля электронной плотности и его температуры рассматривалось Даусоном и др.⁵. Однако в этой работе использована довольно грубая модель, в которой как вещественная, так и мнимая части диэлектрической проницаемости зависят от x линейно. В дей-

ствительности же экспериментальный профиль значительно круче линейного, и кроме того, как видно из (1-3), неоднородность плотности при постоянной температуре приводит к качественно разным зависимостям $K_{\text{е}}$ и $I_{\text{м}}$ от расстояния до мишени. Модель, использованная в настоящей работе, лишена указанных недостатков.

Авторы благодарны О. Н. Крохину, Г. В. Склизкову и И. И. Собельману за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию

27 февраля 1970 г.

Л и т е р а т у р а

1. Басов Н. Г., Крохин О. Н. ЖЭТФ, 46, 171 (1964).
2. Гинзбург В. Л. "Распространение электромагнитных волн в плазме", Из-во "Наука", Москва, 1967.
3. Басов Н. Г., Бойко В. А., Крохин О. Н., Семенов О.Г., Склизков Г. В. ЖТФ, 38, 1973 (1968).
4. Basov N.G., Boiko V.A., Gribkov V.A., Zakharov S.M., Krokhin O.N., Sklizkov G.V., IX International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Bucharest, Romania, 333, (1969).
5. Dawson J., Kaw P., Green B., AIEE Fluid and Plasma Dynamics Conference, No 68 - 676, Los Angeles, California, 1968.