Краткие сообщения по физике № 4-1990 г.

УДК 533.95

ВЛИЯНИЕ ПОНДЕРОМОТОРНОЙ СИЛЫ НА ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ КОЭФФИЦИЕНТ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ

Н.Н. Демченко, В.Б. Розанов, М.Н. Тагвиашвили

Получено выражение для коэффициента передачи энергии лазерного излучения в кинетическую энергию неиспаренного вещества мишени с учетом пондеромоторной силы. Показано, что гидродинамический КПД растет с ростом плотности потока падающего излучения и уменьшается с ростом эффективности поглощения.

В настоящей работе изучено влияние пондеромоторной силы на коэффициент передачи энергии лазерного излучения в кинетическую энергию неиспаренного вещества мишени. Рассматриваем стационарное течение плазмы между абляционной и критической поверхностями. Предполагаем, что лазерное излучение падает нормально к поверхности мишени.

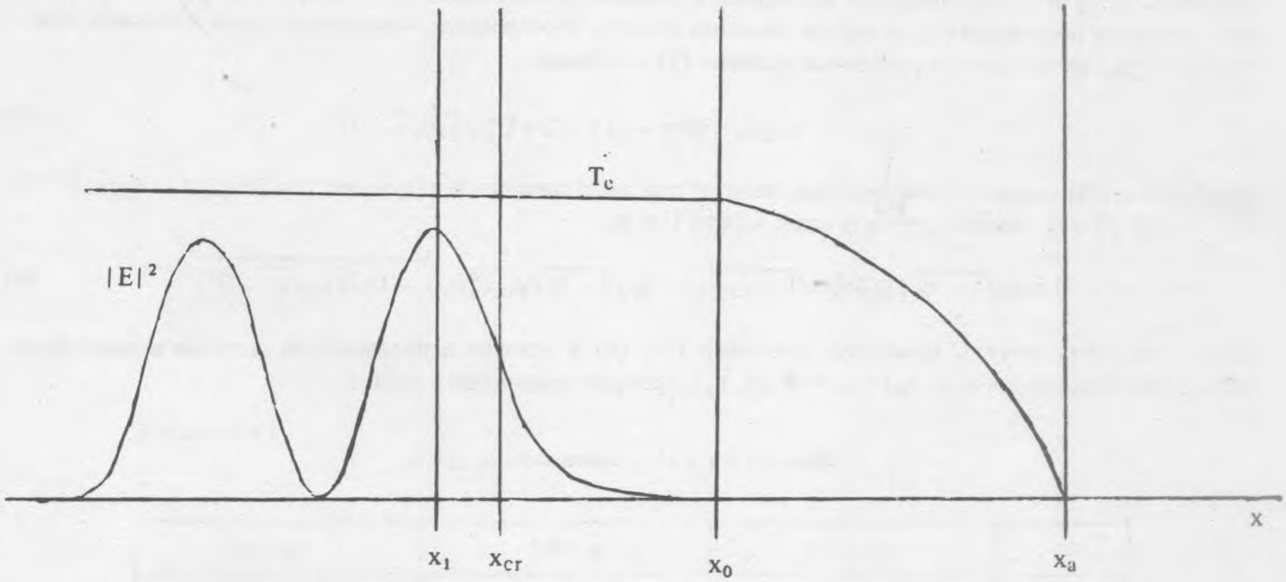

Рис. 1. Качественная картина расположения характерных поверхностей в плазме: x_1 – поверхность Жуге в подкритической области; x_0 – поверхность в надкритической области, где электромагнитным полем можно пренебречь; x_a – абляционная поверхность.

Определим связь гидродинамических величин в плазме на трех поверхностях раздела (рис. 1). Индексом а обозначим величины на абляционной поверхности, индексом 1 – на поверхности Жуге в подкритической области, индексом 0 – в надкритической области, где электромагнитным полем можно пренебречь. Предполагаем, что течение между поверхностями 0 и 1 стационарно и изотермично. Согласно /1/, система уравнений, связывающих величины на поверхностях раздела, имеет вид:

$$
\begin{aligned}
&\rho_0 u_0 = \rho_1 u_1 = D,\\
&\rho_1 u_1^2 + \rho_1 c_0^2 + (|E|^2 + |H|^2)/16\pi = \rho_0 u_0^2 + \rho_0 c_0^2 = P_a,\\
&q_1 + D(\mathcal{E}_1 + u_1^2/2 + |E|^2/16\pi\rho_{cr}) = q_0 + D(\mathcal{E}_0 + u_0^2/2) = 0,\\
&\rho_{cr}(\partial/\partial x)(|E|^2 + |H|^2) = \rho_1(\partial/\partial x)(|E|^2),\\
&q_a = u_a = T_a = 1/\rho_a = 0.
\end{aligned}
\tag{1}
$$

Здесь u – скорость, ρ – плотность, q – поток энергии, $\mathcal{E} = AT$ – удельная внутренняя энергия, T – температура, $c_0^2 = T_0 B$ – скорость звука, $B = (\gamma - 1)A$, D – поток массы через поверхность абляции, P – тепловое давление.

Используя обозначения $a = (u_0/c_0)^2$, $\beta = \rho_0/\rho_{cr}$, $U = (|E|^2 + |H|^2)/16\pi\rho_{cr}c_0^2$ первые три уравнения (1) можно переписать следующим образом:

$$
\begin{aligned}
&ay + 1/y + U\beta = a + 1, \quad P_a/D = c_0(a+1)/\sqrt{a},\\
&q_1 + Dc_0^2\,[\gamma/(\gamma-1) + 1/2 + U] = 0.
\end{aligned}
\tag{2}
$$

Из условия непрерывности решения в точке Жуге $U = (a - 1 - \ln a)/2$ и $\beta\, U = (\sqrt{a} - 1)^2$ получим соотношения:

$$\rho_1/\rho_{cr} = U\sqrt{a}/(\sqrt{a} - 1)^2, \quad D = \rho_{cr} U c_0 \sqrt{a}\,/(\sqrt{a} - 1)^2.$$

Параметры a, c_0 и D определяются величиной плотности потока падающего излучения q_i, если известна эффективность поглощения η_a в подкритической области. Предполагая, что полный поток энергии в точке Жуге $q_1 = q_i\eta_a$, из последнего уравнения системы (2) получаем

$$q_i\eta_a = -Uc_0\rho_{cr}\,[\gamma/(\gamma-1) + 1/2 + U]\sqrt{a}/(\sqrt{a} - 1)^2. \tag{3}$$

Используя приближение геометрической оптики для поля лазерного излучения $E = 2iE_0\,[(1 - \eta_a)/\epsilon]^{1/4} \times \cos[(\omega/c)\int\sqrt{\epsilon}\,dx]$, можно получить связь между U и q_i:

$$U = q_i\sqrt{1 - \eta_a}\,/\,\rho_{cr}c_0^2 c\sqrt{1 - \rho_1/\rho_{cr}} = q_i\sqrt{1 - \eta_a}/\,\rho_{cr}c_0^2 c\sqrt{1 - U\sqrt{a}/(\sqrt{a} - 1)^2}, \tag{4}$$

где c – скорость света. С помощью уравнений (3), (4) и условия непрерывности решения в точке Жуге найдем зависимости $a = a(q_i, \eta_a)$ и $c_0 = c_0(q_i, \eta_a)$, которые приведены в табл. 1.

Таблица 1

Значения a, c_0, η' в зависимости от q_i и η_a

	$\eta_a = 0{,}1$			$\eta_a = 0{,}2$			$\eta_a = 0{,}3$		
q_i, 10^{14} Вт/см^2	a	c_0, 10^7 см/с	η'	a	c_0, 10^7 см/с	η'	a	c_0, 10^7 см/с	η'
8	0,529	4,551	0,717	0,6	5,672	0,698	0,641	6,455	0,690
14	0,502	5,506	0,725	0,590	6,858	0,703	0,612	7,803	0,694
20	0,485	6,22	0,733	0,559	7,748	0,702	0,604	8,811	0,627
70	0,420	9,545	0,763	0,5	11,86	0,726	0,548	13,48	0,711
100	0,402	10,79	0,775	0,481	13,40	0,733	0,53	15,29	0,716
150	0,379	12,40	0,785	0,461	15,39	0,742	0,512	17,50	0,722

Оценим гидродинамический КПД $\eta = \mu v^2/2q_1 t$, где $\mu v^2/2$ — кинетическая энергия неиспаренной части мишени. Решая уравнения $\mu dv/dt = - P_a$; $d\mu/dt = - D$, описывающие движение неиспаренной части мишени с переменной массой μ, получаем:

$$Dt = -(\mu - \mu_0), \quad v = P_a \ln(\mu/\mu_0)/D, \tag{5}$$

где μ_0 — начальная масса слоя. Из (5) и двух последних соотношений системы (2) получаем следующее выражение для η:

$$\eta = \eta' \frac{\mu(t)}{\mu_0 - \mu(t)} \ln^2\left(\frac{\mu_0}{\mu(t)}\right), \tag{6}$$

где $\eta' = (a + 1)^2(\gamma/(\gamma - 1) + 1/2 + U)^{-1}/2a$. Выражение (6) для η аналогично полученному в /2, 3/, и при отсутствии пондеромоторной силы ($U = 0$, $a = 1$) дает те же значения гидродинамического КПД. Как видно из табл. 1, гидродинамический КПД растет с ростом плотности потока падающего излучения и уменьшается с ростом η_a.

При плотностях потока падающего излучения неодимового лазера (10^{14}–10^{16}) Вт/см^2 полученные значения гидродинамического КПД мало отличаются от полученных в работах /2, 3/ без учета пондеромоторной силы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Демченко Н.Н., Розанов В.Б., Тагвиашвили М.Н. Квантовая электроника, **16**, 546 (1989).
2. Афанасьев Ю.В. и др. Препринт ФИАН № 206, М., 1985.
3. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Розанов В.Б. Труды ФИАН, **134**, 50 (1982).

Поступила в редакцию 15 января 1990 г.