УДК 539.9.15 + 537.52.7

О ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ НАГРЕВА НАНОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ВБЛИЗИ Al МИШЕНИ ИЗЛУЧЕНИЕМ ГАРМОНИК ГИГАВАТТНОГО Nd ЛАЗЕРА

С. Б. Кравцов, В. Б. Федоров

Показано, что температура T, скорость v и давление P на внешней границе плотной наносекундной лазерной плазмы вблизи твердой мишени в вакууме могут в соответствии с опытом [1, 2] описываться зависимостями от плотности потока I падающего на плазму излучения вида $v^2 \sim T \sim I^{1/3}$ и $P \sim I^{5/6}$, соответствующими балансу мощности $I \sim Pv$ и адиабате Пуассона $P \sim T^{\gamma/\gamma-1}$ при $\gamma = 5/3$.

В работах [1, 2] термодинамические параметры на внешней границе лазерной плазмы над Al мишенью в вакууме измерялись в пределах временного интервала $(t_0 - t_1) \approx 3 - 4$ *нс* после (t_1) прохождения резкого переднего фронта и до максимума амплитуды (t_0) лазерного импульса (длительностью $\Delta t \approx 8 - 10$ *нс*), когда интенсивность лазерного излучения нарастает со временем относительно плавно. Оказалось, что в этих условиях параметры плазмы "отслеживают" временной ход плотности потока падающего на плазму излучения.

Нагрев Al плазмы производился излучением гармоник гигаваттной лазерной установки на неодимовом стекле с длинами волн $\lambda = 1.06$, 0.53 и 0.265 *мкм* [3]. Для каждой гармоники плотность потока излучения $I \approx 10^9 - 10^{11}$ $Вт/см^2$ достигалась в пучке с апертурой $d \approx 1 - 3$ *мм*, а плотность $I \approx 10^{11} - 10^{13}$ $Вт/см^2$ – в пучке с $d \approx 0.08$ *мм*.

Получено [1], что электронная температура T_e на границе лазерной плазмы с вакуумом в области ее одномерного разлета не зависит (в пределах среднего квадратичного отклонения 30%) от длины волны греющего излучения и определяется только мгновенным значением интенсивности излучения $I(t) \equiv I$ в соответствии с эмпирической зависимостью

$$T_e \sim I^{0.33\pm0.02}. \tag{1}$$

На границах диапазона $I \approx 10^9 - 10^{13}\,Bm/cм^2$ величины T_e соответственно равны $16 \pm 2\,(эB)$ и $350 \pm 50\,(эB)$, а кратность ионизации Z атомов Al составляет $Z \approx 3 - 11$.

В работе [2] по отклонению баллистического маятника с мишенью измерен импульс давления отдачи лазерной плазмы на мишень $J \approx \langle P_0\rangle\Delta t(\pi d^2/4)$ и найдено усредненное по длительности лазерного импульса давление отдачи $\langle P_0\rangle$ в зависимости от средней за импульс плотности потока лазерного излучения $\langle I\rangle \approx E/(\pi d^2/4)\Delta t$. Получено, что (одинаковая для излучений первой и четвертой гармоник Nd лазера) эмпирическая связь величин $\langle P_0\rangle$ и $\langle I\rangle \approx 10^9 - 10^{11}\,Bm/cм^2$ в области одномерного разлета плазмы от мишени при $d = 1 - 3\,мм$ идентична связи $\langle P_0\rangle$ и $\langle I\rangle \approx 10^{11} - 2\cdot 10^{12}\,Bm/cм^2$ при малом поперечнике луча $d = 0.08\,мм\,(\lambda = 1.06\,мкм)$, когда за время лазерного импульса Δt разлет плазмы заведомо переходит из одномерного в сферический. Таким образом, было установлено, что во всем интервале изменения $\langle I\rangle \approx 10^9 - 2\cdot 10^{12}\,(Bm/cм^2)$ как при больших, так и при малых d, имеет место одна и та же эмпирическая зависимость

$$\langle P_0\rangle \sim \langle I\rangle^{0.85\pm0.02} \tag{2}$$

с величинами $\langle P_0\rangle = 2.6\cdot 10^3$ и $1.7\cdot 10^6\,атм$ на краях указанного интервала. Определяя с помощью закономерностей (1) и (2) плотность плазмы $\rho \sim \langle P_0\rangle/T$ на ее внешней границе через усредненное по времени давление $\langle P_0\rangle$, мы вносим лишь дополнительную систематическую ошибку (по-видимому, в сторону завышения ρ) не более 50%.

Связь $P + \rho v^2 = P_0$ (здесь $\rho = Mn_i$, где n_i – плотность ионов плазмы, M – их масса) давления в плазме $P = (Z+1)\rho T/M$ с измеренной величиной P_0 зависит от скорости v движения плазмы. При дозвуковом разлете $P_0 \approx P \gg \rho v^2$. Если скорость плазмы близка к звуковой ($v_{зв}$), то $(\rho v^2/P) = Z/(Z+1) \approx 1$ при $Z > 1$ и $P_0 = 2P$. Таким образом, в зависимости от величины скорости разлета v имеем:

$$(P/P_0) \approx 0.5 - 1. \tag{2a}$$

Заметим, что наши данные относительно величины давления наносекундной лазерной плазмы P для Al мишени в интервале $I \approx 10^9 - 2\cdot 10^{12}\,Bm/cм^2$ с учетом $P = 0.5P_0$ близки к данным для широкодиапазонной ($I \approx 10^7 - 10^{15}\,Bm/cм^2$) зависимости абляционного давления [4], составленной по нескольким публикациям для интервалов $I \approx$

$10^9 - 10^{10}\ Вт/см^2$ и $I \approx 2\cdot 10^{11} - 2\cdot 10^{12}\ Вт/см^2$, но отличаются от последних в большую сторону в интервале $I \approx 10^{10} - 2\cdot 10^{11}\ Вт/см^2$. Причины этого расхождения пока не ясны.

Из (1) и (2) следует, что плотность плазмы на ее внешней границе определяется зависимостью

$$(n_e + n_i) \sim I^{0.52\pm 0.04}. \tag{3}$$

При $P = 0.5P_0$ и $I \approx 10^9 - 2\cdot 10^{12}\ Вт/см^2$ следует ожидать изменение n в пределах $n \equiv n_e + n_i = 5\cdot 10^{19} - 2.6\cdot 10^{21}\ см^{-3}$ для воздействия на мишень излучением с $\lambda = 1.06\ мкм$ и $0.265\ мкм$.

В работе [2] показано также, что лазерная плазма с параметрами (1) – (3) близка к равновесной ($T_e = T_i \equiv T$) и идеальной ($P = (n_e + n_i)T$), а ее дебаевская длина мала ($r_D \ll \lambda$), так что внешняя граница плазмы с вакуумом должна быть резкой в масштабе λ.

Установленный экспериментально на временном отрезке вблизи максимума лазерного импульса факт соответствия термодинамических параметров фронта одномерной наносекундной лазерной плазмы и интенсивности лазерного излучения указывает на близость к стационарному процесса нагрева внешней границы плазмы. В целом же картина нагрева и разлета плазмы от мишени нестационарная. Параметры вещества (T, P, v) в области между фронтом и мишенью, очевидно, зависят от времени.

Адекватную опыту модель нагрева внешней границы плазмы можно построить на основе баланса мощности на этой границе

$$I \approx \rho v(c_p T + v^2/2), \tag{4}$$

который означает, что поглощаемая мощность лазерного излучения тратится на энтальпию и кинетическую энергию разлетающейся плазмы. Здесь $c_p = (5/2)(Z+1)/M$. Чтобы в соответствии с опытом исключить зависимость величин (ρ, T) от частоты лазерного излучения, мы, написав (4), полагаем, что коэффициент поглощения $\alpha\,(см^{-1})$ как для первой, так и для четвертой гармоники Nd лазера, велик настолько, что поглощение падающего излучения на фронте близко к полному ($\alpha\delta x \gg 1$, где δx – толщина внешней границы плазмы). Если скорость v фронта плазмы равна звуковой $v_{зв} = (ZT/M)^{1/2}$, то при $Z > 1$ равенство (4) можно переписать в виде

$$I \approx 3Pv_{зв}. \tag{4a}$$

Дополнительным к (4a) условием, позволяющим найти зависимость от I для величин (P, T) является малость масштаба δx в сравнении с характерными длинами теплопроводности и разлета. При таком условии можно пренебречь потерями энергии из слоя δx, в том числе, по-видимому, и за счет собственного излучения области плазменной границы. В этом случае термодинамические параметры плазмы в слое δx связаны адиабатой Пуассона

$$P/T^{\gamma/\gamma-1} = P/T^{5/2} = \text{const}, \ (\gamma = 5/3). \tag{5}$$

Из (4) и (5), пренебрегая слабой зависимостью $Z^{1/2}$ от I, находим

$$T \sim v^2 \sim I^{1/3}, \ P \sim I^{5/6} \tag{6}$$

и соответственно $(n_e + n_i) = (P/T) \sim I^{1/2}$, что хорошо согласуется с результатами измерений (1) и (2). Оценка абсолютной величины переносимого плазмой потока в диапазоне условий опытов $I = 10^9 - 10^{13}$ *Вт/см*^{2} по данным измерений [1, 2] дает правильный порядок величины: $3Pv_{зв} \approx 0.2 \cdot 10^9 - 0.7 \cdot 10^{13}$ *Вт/см*^{2}.

Остается определить количественно масштаб δx. По формулам из книги [5] найдем, что в интервале изменения условий опытов $I = 10^9 - 10^{13}$ *Вт/см*^{2} электронная температуропроводность $\chi_e = K_e/(3/2)n_e = 6.1 \cdot 10^3 - 3.4 \cdot 10^4$ *см*^{2}*/с* возрастает, а время электрон-ионной термализации $t_{ei} \approx 0.31 - 0.015$ *нс* снижается. Считая, что за время $10\,t_{ei}$ происходит передача поглощенной лазерной энергии от электронов ионам и разгон ионов до звуковой скорости, найдем характерную длину прогрева $\Delta x \approx (\chi_e 10 t_{ei})^{1/2} \approx 0.04 - 0.02$ *мм*, что, как и должно быть, существенно меньше расстояния плазменного фронта от мишени $\Delta x < x \approx d$. Если ширина плазменного фронта меньше Δx и не превышает величины $\delta x \approx 0.01$ *мм*, то коэффициент поглощения лазерного излучения должен быть не ниже $\alpha = 3 \cdot 10^3$ *см*$^{-1}$. Сделанная оценка может быть полезной для изучения процессов поглощения на внешней границе плазмы.

Заметим в заключение, что близкую к наблюдаемой зависимость параметров плазмы от I дает известная одномерная нестационарная модель плазменной короны [6]. Например, температура плазмы в момент t определяется поглощенной за это время плотностью потока энергии лазерного излучения: $T \sim (It)^{1/3}$. Этот результат находится в противоречии с измерениями [1].

В опытах [1] при больших размерах диаметра лазерного луча $d = 3$ *мм*, когда в течение всего лазерного импульса движение плазмы одномерное $(v\Delta t < d)$, за время отдельного лазерного импульса снимались две точки $T_1(I_1)$ и $T_0(I_0)$ для построения зависимости $T(I)$, соответствующие моментам прохождения фронта $t_1 = 1$ *нс* и максимума амплитуды импульса $t_0 = 3$ *нс*. Вычисляя отношение площадей под кривой $I(t)$ при $(t_0/t_1) \approx 3$ и $(I_0/I_1) = 2$, получаем, что $(T_0/T_1) \sim (I_0/I_1)^{1/3}[(t_0/t_1)-1+(t_0/t_1)(I_1/I_0)]^{1/3} = 1.52(I_0/I_1)^{1/3}$ и расчет [6] для данного опыта в 1.52 раза отличается от данных измерений [1], что находится за пределами 30% разброса экспериментальных точек.

Работа поддержана РФФИ, грант 98–02–16798.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Буфетов И. А., Буфетова Г. А., Кравцов С. Б. и др. Квантовая электроника, **22**, N 8, 825 (1995).

[2] Буфетов И. А., Кравцов С. Б., Федоров В. Б. Квантовая электроника, **23**, N 6, 535 (1996).

[3] Буфетов И. А., Кравцов С. Б., Федоров В. Б. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 11 – 12, 85 (1994).

[4] Вовченко В. И., Красюк И. К., Пашинин П. П. и др. ДАН, **338**, N 3, 322 (1994).

[5] Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. М., Мир, 1965.

[6] Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г., Крохин О. Н. и др. Взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой, Итоги науки и техники, ВИНИТИ, Радиотехника, **17**, 21, 1978.

Институт общей физики РАН Поступила в редакцию 24 декабря 1998 г.