

# Эффективность абляционного нагружения вещества при переносе поглощенной лазерной энергии быстрыми электронами

С.Ю.Гуськов, А.Касперчик, Т.Писарчик, С.Бородзюк, М.Калал, И.Лимпoux, Й.Уллшмид, Е.Кроуски, К.Машек, М.Пфейфер, К.Рохлена, Й.Скала, П.Писарчик

*Представлены результаты экспериментов по кратковременному воздействию лазерного пучка на твердое вещество, свидетельствующие о повышении эффективности передачи энергии лазерного импульса ударной волне вследствие переноса энергии быстрыми электронами. Эксперименты выполнены с массивными мишенями из алюминия на иодном лазере PALS, длительность импульса которого (0.4 нс) была значительно меньше времени затухания ударных волн и образования кратеров в мишени (50–200 нс). Эксперименты проводились при воздействии лазерного излучения основной гармоники (1.315 мкм) с энергией 360 Дж. Большая часть опытов была выполнена при интенсивности излучения, превышающей  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>, которая в условиях использования относительно длинноволнового излучения иодного лазера соответствовала эффективной генерации быстрых электронов. Интенсивность воздействующего излучения при заданной энергии импульса изменялась за счет вариации радиуса лазерного пучка.*

**Ключевые слова:** абляция, лазерное нагружение, быстрые электроны.

## 1. Введение

Цель экспериментов данной работы состояла в исследовании эффективности передачи энергии плазмообразующего пучка лазерного излучения твердой мишени в условиях трансформации поглощенной лазерной энергии в энергию быстрых электронов. Эти исследования являются прямым продолжением работы [1], в которой, помимо других результатов, была установлена зависимость изменения эффективности лазерного нагружения вещества (доли энергии лазерного импульса, переданной ударной волне, распространяющейся в массивной мишени) от длины волны воздействующего лазерного излучения и его интенсивности в широком диапазоне изменения этих параметров.

Условия экспериментов работы [1] и их результаты состояли в следующем. Эксперименты проводились на иодном лазере PALS [2] при воздействии лазерного импульса с энергией 100 Дж и длительностью (по высоте интенсивности) 0.4 нс на массивные мишени из алюминия, толщины которых значительно превышали глубину затухания ударной волны. Излучение лазера фокусировалось на мишень асферической линзой с фокусным расстоянием 593 мм. Эксперименты были выпол-

нены при воздействии на мишень излучения первой и третьей гармоник с длинами волн  $\lambda_1 = 1.315$  мкм и  $\lambda_3 = 0.438$  мкм при одной и той же энергии лазерного импульса (100 Дж), но различной интенсивности. Интенсивность излучения на поверхности мишени  $I$  изменялась в диапазоне  $2 \times 10^{13} - 7 \times 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> за счет изменения радиуса лазерного пучка при вариации положения фокусирующей линзы. Эксперименты были выполнены при радиусах пучка  $R_L = 35, 100, 300$  и  $600$  мкм. Параметр  $I\lambda^2$  изменялся в пределах  $4 \times 10^{12} - 1.3 \times 10^{15}$  Вт·мкм<sup>2</sup>·см<sup>-2</sup> в случае третьей гармоники излучения и в пределах  $3.8 \times 10^{13} - 1.2 \times 10^{16}$  Вт·мкм<sup>2</sup>·см<sup>-2</sup> в случае первой гармоники.

Энергия ударной волны определялась с помощью измерения объема кратера  $\Omega$ , образующегося на поверхности мишени в результате воздействия лазерного пучка. Были установлены зависимости эффективности лазерного нагружения от радиуса лазерного пучка. При воздействии на мишень излучения третьей гармоники эта зависимость имела достаточно плавный, хотя и немонотонный характер и была близка к параболической с явно выраженным максимумом в окрестности радиуса  $R_L = 300$  мкм. Эффективность лазерного нагружения составляла  $1.2 \times 10^{-2}$  при  $R_L = 600$  мкм ( $I = 2.2 \times 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>), увеличивалась до  $1.6 \times 10^{-2}$  при  $R_L = 300$  мкм ( $I = 8.8 \times 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>), а затем уменьшалась до  $1.1 \times 10^{-2}$  при  $R_L = 100$  мкм ( $I = 8.3 \times 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) и далее до  $0.65 \times 10^{-2}$  при  $R_L = 35$  мкм ( $I = 7.1 \times 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>).

При воздействии излучения первой гармоники зависимость эффективности лазерного нагружения от радиуса пучка повторяла зависимость для третьей гармоники вплоть до  $R_L = 100$  мкм, хотя ее максимум был менее выраженным, а его положение было смещено в сторону больших радиусов. Однако с дальнейшим уменьшением радиуса пучка (при повышении интенсивности лазерного излучения) характер зависимости менялся на противоположный по сравнению с зависимостью для третьей гармоники, а именно, доля переданной энергии с уменьше-

**С.Ю.Гуськов.** Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Россия, Ленинский проспект, 53; e mail: guskov@sci.lebedev.ru

**А.Касперчук, Т.Писарчик, С.Бородзюк.** Institute of Plasma Physics and Laser Microfusion, 23 Hery St., 00-908 Warsaw, Poland

**М.Калал, J.Лимпoux.** Czech Technical University in Prague, FNSPE, Brehova 7, 115 19 Prague 1, Czech Republic

**J.Уллшмид.** Institute of Plasma Physics AS CR, Za Slovankou 3, 182 00 Prague 8, Czech Republic

**Е.Кроуски, К.Машек, М.Пфейфер, К.Рохлена, J.Скала.** Institute of Physics Acad. Sci. CR, Na Slovance 2, 182 21 Prague 8, Czech Republic

**П.Писарчик.** Warsaw University of Technology, ICS, 15/19 Nowowiejska St., 00-665 Warsaw, Poland

Поступила в редакцию 6 декабря 2005 г.

нием радиуса возрастала. Эффективность лазерного нагружения для первой гармоники составляла  $0.5 \times 10^{-2}$  при радиусе  $R_L = 600$  мкм, увеличивалась до  $0.58 \times 10^{-2}$  при  $R_L = 300$  мкм, затем уменьшалась до  $0.23 \times 10^{-2}$  при  $R_L = 100$  мкм и снова возрастала до  $0.45 \times 10^{-2}$  при  $R_L = 35$  мкм.

При одинаковых радиусах лазерного пучка (в диапазоне 600–100 мкм) эффективность лазерного нагружения для третьей гармоники была в 3–4 раза больше, чем для первой, но при радиусе  $R_L = 35$  мкм эффективности оказались примерно одинаковыми для обеих гармоник.

Результаты описанных экспериментов были объяснены (вплоть до численных значений измеренных параметров) на основе предложенной в работе [1] аналитической модели образования и двумерного разлета плазменного факела при учете двух механизмов поглощения лазерного излучения: 1) обратнотормозного поглощения излучения тепловыми электронами – в случае экспериментов на третьей гармонике излучения во всем диапазоне изменения радиуса пучка, а также в случае экспериментов на первой гармонике при больших радиусах пучка ( $R_L = 600$  и  $300$  мкм), соответствующих относительно низким интенсивностям, и 2) резонансного поглощения при полной трансформации поглощенной лазерной энергии в энергию быстрых электронов – в случае экспериментов на первой гармонике при малых радиусах пучка ( $R_L < 100$  мкм), соответствующих высоким интенсивностям.

Эффективность лазерного нагружения мишени, состоящей из вещества легких элементов, в которой можно пренебречь потерями энергии на собственное излучение, определяется эффективностью двух процессов: поглощения лазерного излучения в испаренной части мишени (плазменном факеле) и передачи энергии плазменного факела ударной волне, распространяющейся в неиспаренной части мишени. Поэтому эффективность лазерного нагружения представляет собой произведение двух величин:  $\eta = K_{ab}\sigma$ , где  $K_{ab} = E_{ab}/E_L$  – коэффициент поглощения лазерного излучения ( $E_L$  и  $E_{ab}$  – энергия лазерного импульса и ее часть, поглощенная в плазменном факеле) и  $\sigma = E_{sw}/E_{ab}$  – эффективность абляционного нагружения ( $E_{sw}$  – энергия ударной волны).

Эффективность абляционного нагружения зависит только от отношения плотности факела на абляционной поверхности (поверхности испарения)  $\rho_a$  к плотности твердой части мишени  $\rho_0$ , причем в условиях лазерного абляционного процесса (когда  $\rho_a \ll \rho_0$ )  $\sigma \propto (\rho_a/\rho_0)^{1/2}$  [3]. Этот общий результат непосредственно следует из условия непрерывности потока энергии на абляционной поверхности. Действительно, поток поглощенной лазерной энергии пропорционален потоку тепловой и кинетической энергии на абляционной поверхности факела,  $I_a \propto P_a(P_a/\rho_a)^{1/2}$  ( $P_a$  – давление на абляционной поверхности). Поток энергии на фронте ударной волны в твердой части мишени определяется через давление на ее фронте  $P_c$ :  $I_{sw} \propto P_c(P_c/\rho_0)^{1/2}$ . Имея в виду, что с точностью до постоянного множителя, зависящего только от постоянных адиабаты в обеих частях мишени,  $P_c \approx P_a$ , получаем  $\sigma = I_{sw}/I_a \propto (\rho_a/\rho_0)^{1/2}$ .

При значениях параметра  $I\lambda^2$ , не превышающих  $10^{15}$  Вт·мкм<sup>2</sup>·см<sup>-2</sup>, т. е. во всем диапазоне изменения интенсивности в экспериментах на третьей гармонике, доминирующую роль играет обратнотормозное поглощение. В этом случае характерной плотностью области поглощения излучения является критическая плотность плаз-

мы, которая и определяет значение абляционной плотности. Критическая плотность и, следовательно, абляционная плотность в случае обратнотормозного механизма поглощения возрастают с уменьшением длины волны лазерного излучения как  $\rho_{cr} \approx \rho_a \sim \lambda^{-2}$ . Это обстоятельство и является основной причиной значительного превышения эффективности лазерного нагружения в случае третьей гармоники по сравнению с первой в диапазоне изменения радиусов лазерного пучка 600–100 мкм, который соответствует обратнотормозному механизму поглощения излучения обеих гармоник. Максимум зависимостей обусловлен переходом от одномерного разлета плазменного факела к двумерному при уменьшении радиуса лазерного пучка и связанными с ним эффектами уменьшения абляционной плотности и коэффициента поглощения излучения.

Для первой гармоники излучения при уменьшении радиуса лазерного пучка до  $R_L = 100$  мкм параметр  $I\lambda^2$  возрастал до  $10^{15}$  Вт·мкм<sup>2</sup>·см<sup>-2</sup>. Это означает, что при дальнейшем уменьшении радиуса пучка в случае экспериментов на первой гармонике происходила смена обратнотормозного механизма поглощения излучения на резонансный. При резонансном механизме поглощения состояние плазменного факела определяется переносом энергии быстрыми электронами из области плазменного резонанса (области плазмы с критической плотностью), где они образуются, в более плотные слои вещества. Расчеты показали, что в условиях экспериментов [1] этот фактор увеличения абляционной плотности оказывается более сильным, чем фактор снижения плотности, связанный с двумерным разлетом вещества. Причем настолько более сильным, что при переходе к резонансному механизму поглощения абляционная плотность начинает увеличиваться с уменьшением радиуса лазерного пучка, вместо того чтобы падать за счет усиливающегося эффекта двумерного разлета, как это было бы при обратнотормозном механизме поглощения в отсутствие генерации быстрых электронов. Такое увеличение абляционной плотности полностью описывало поведение экспериментальной зависимости доли переданной мишени энергии излучения первой гармоники от радиуса лазерного пучка при его малых значениях ( $R_L < 100$  мкм).

Тем не менее результаты работы [1] следовало рассматривать только как свидетельство проявления эффекта переноса энергии быстрыми электронами в абляционном процессе, а не как детальное исследование этого явления, поскольку в работе [1] условия лишь одного эксперимента (при радиусе пучка излучения первой гармоники  $R_L = 35$  мкм) полностью соответствовали условиям резонансного поглощения лазерного излучения.

В связи с этим в настоящей работе проведены дополнительные эксперименты при специально выбранных условиях, отвечающих трансформации поглощенной лазерной энергии в энергию быстрых электронов.

## 2. Результаты экспериментов

Эксперименты были выполнены на том же лазере PALS [2], что и в работе [1], при тех же длительности импульса и системе фокусировки излучения и с использованием аналогичных массивных мишеней из алюминия. По сравнению с работой [1] в условия экспериментов были внесены следующие изменения: использовалось излучение только основной гармоники иодного лазера (как

Табл.1.

Условия экспериментов ( $E_L = 360$ Дж, $\lambda = 1.315$ мкм, $\tau = 0.4$ нс)			Экспериментальные данные		Расчетные значения						
$R_L$ (мкм)	$I$ ( $10^{14}$ Вт/см $^2$ )	$I\lambda^2$ ( $10^{15}$ Вт·мкм $^2$ ·см $^{-2}$ )	$\Omega$ ( $10^{-4}$ см $^3$ )	$\eta$ ( $10^{-3}$ )	$\sigma$ ( $10^{-2}$ )	$K_b$ ( $10^{-2}$ )	$K_f$ ( $10^{-2}$ )	$E_f$ (кэВ)	$\xi$ (мкм)	$\rho_a$ (г/см $^3$ )	$P_a$ (Мбар)
35	260	450	4.5	6.8	19	—	3.5	25.5	100	0.21	21
100	30	52	2.4	3.6	5.5	—	6.5	8.7	200	0.012	4.8
200	7.5	13	1.7	2.6	2.2	—	12	4.3	330	0.0018	2
300	3.3	5.7	1.6	2.4	—	—	—	—	—	—	—
400	1.9	3.3	1.8	2.7	1.0	27	—	—	316	0.00061	2.4
500	1.2	2.1	2.2	3.5	1.03	33	—	—	284	0.00076	2.5

Примечания.  $R_L$  – радиус пятна фокусировки лазера на мишени;  $E_L$ ,  $I$  и  $\lambda$  – энергия, интенсивность и длина волны излучения соответственно;  $\Omega$  – объем кратера;  $\eta$  – эффективность лазерного нагружения;  $\sigma$  – эффективность абляционного нагружения;  $K_b$  – коэффициент обратнотормозного поглощения;  $K_f$  – коэффициент трансформации лазерной энергии в энергию быстрых электронов;  $E_f$  – энергия быстрого электрона;  $\xi$  – размер плазменного факела;  $\rho_a$  – абляционная плотность;  $P_a$  – абляционное давление.

более длинноволновое), была значительно (до 360 Дж) увеличена энергия лазерного импульса, эксперименты выполнялись при большем наборе радиусов лазерного пучка на поверхности мишени в области их относительно малых значений:  $R_L = 35, 100, 200, 300, 400$  и  $500$  мкм. В табл.1 представлены расчетные значения средней за длительность импульса интенсивности излучения  $I$  (в предположении ее однородного распределения по поперечному сечению пучка) и параметра  $I\lambda^2$  для каждого из выстрелов. Эти данные показывают, что в новой серии экспериментов условие резонансного поглощения лазерного излучения  $I\lambda^2 > 10^{15}$  Вт мкм $^2$ ·см $^{-2}$  выполнено для трех опытов – при  $R_L = 35, 100$  и  $200$  мкм.

Так же как и в работе [1], исследования были проведены при использовании двух диагностических методик. Первая состояла в измерении размеров и определении формы кратера, образующегося на поверхности мишени. Продольный и поперечный размеры кратера измерялись методами оптической микроскопии. Для определения формы и измерения объема кратера использовались отпечатки мишеней в парафине. Вторая методика использовалась для изучения плазмы испаренной части мишени и состояла в многокадровых интерферометрических измерениях в плазме вещества мишени, разлетающейся навстречу лазерному пучку. Далее будут обсуждаться непосредственно относящиеся к теме настоящей работы результаты измерения объема кратеров. Формы кратеров, полученных в экспериментах, представлены на рис.1. Объемы кратеров даны в табл.1, а график их зависимости от радиуса лазерного пучка приведен на рис.2.

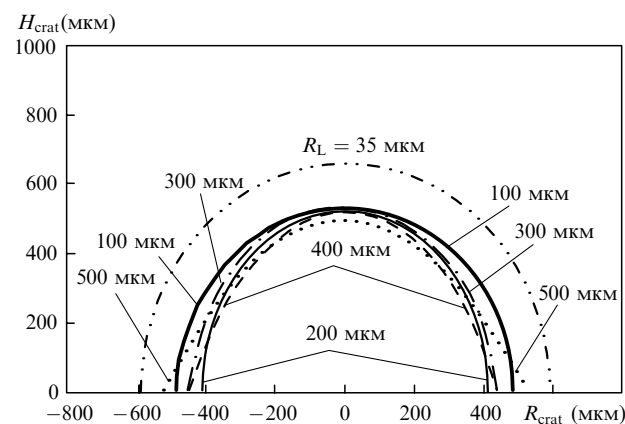


Рис.1. Формы кратеров (глубина  $H_{\text{crat}}$  и радиус  $R_{\text{crat}}$ ) в экспериментах с различными радиусами лазерного пучка  $R_L$ .

Образование кратера происходит в результате фазового перехода вещества мишени за фронтом ударной волны, которая возбуждается под действием давления плазменного факела, поэтому объем кратера непосредственно связан с эффективностью лазерного нагружения [1, 3]:

$$\Omega = \frac{\eta E_L}{\alpha \varepsilon \rho_0} \tag{1}$$

Здесь  $\varepsilon$  – удельная энергия, необходимая для испарения единицы массы вещества;  $\alpha$  – соотношение между тепловой и кинетической энергиями на ударной адиабате данного вещества. Используя, так же как и в работе [1], приближение сильной ударной волны для всего процесса ее распространения, будем полагать, что  $\alpha \approx 2$ , а значение  $\varepsilon$  выберем равным  $10^3$  Дж/г, что согласно численным расчетам [4] обеспечивает хорошее согласие с экспериментом.

Эффективности лазерного нагружения, рассчитанные на основании формулы (1) по измеренным в эксперименте объемам кратеров и при использовании указанных выше значений констант  $\alpha$  и  $\varepsilon$ , представлены в табл.1 и на рис.2. Для сравнения на рис.2 приведены также зависимости объема кратера и эффективности лазерного нагружения, полученные в экспериментах работы [1] на первой гармонике излучения. Зависимости эффективности лазерного нагружения от радиуса, естественно, повторяют соответствующие зависимости для объема кратера.

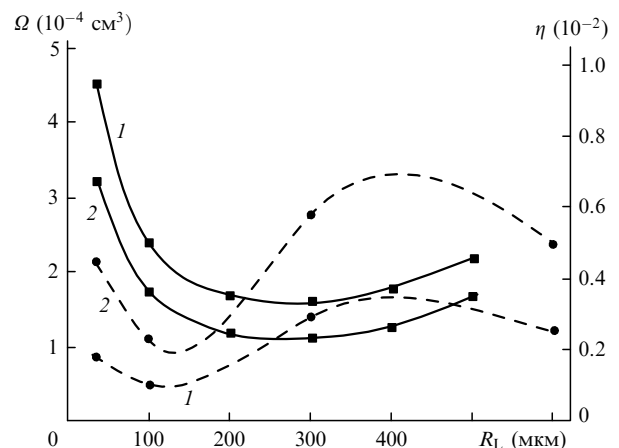


Рис.2. Зависимости объема кратера  $\Omega$  (1) и эффективности лазерного нагружения мишени  $\eta$  (2) от радиуса лазерного пучка  $R_L$ , полученные в экспериментах данной работы (сплошные кривые) и работы [1] (штриховые кривые).

Прежде всего следует отметить, что все данные, полученные в настоящей работе, принадлежат к той части зависимости  $\eta(R_L)$ , которая характеризуется ростом эффективности лазерного нагружения с уменьшением радиуса лазерного пучка после перехода этой зависимости через минимум. Такой характер зависимости формируется в результате наиболее интересных процессов, исследуемых в данной работе, – смены механизмов поглощения лазерного излучения и двумерного разлета плазменного факела. В результате выбора условий эксперимента эта часть зависимости  $\eta(R_L)$ , по сравнению с данными работы [1], оказалась как бы «растянутой»: она захватывает все значения радиуса, от 35 до 500 мкм, тогда как в работе [1] – только от 35 до 300 мкм, причем в область минимума зависимости  $\eta(R_L)$ , не считая ее границ, в [1] попадает только одна экспериментальная точка (при  $R_L = 100$  мкм).

Надежное доказательство роста эффективности лазерного нагружения с уменьшением радиуса лазерного пучка в области высоких значений  $I\lambda^2$  является основным результатом экспериментов данной работы. Важно отметить, что рост эффективности лазерного нагружения в обеих сериях экспериментов начинается при  $I\lambda^2 > 10^{15}$  Вт·мкм<sup>2</sup>·см<sup>-2</sup> (см. рис.2). В настоящей работе данное значение достигается при  $R_L = 200$  мкм ( $I\lambda^2 = 1.3 \times 10^{15}$  Вт·мкм<sup>2</sup>·см<sup>-2</sup>), в [1] – при  $R_L = 100$  мкм ( $I\lambda^2 = 1.4 \times 10^{15}$  Вт·мкм<sup>2</sup>·см<sup>-2</sup>). Причем этот рост начинается при практически одинаковых значениях параметра  $I\lambda^2$ , которым отвечают близкие эффективности лазерного нагружения – 0.0025 в экспериментах данной работы и 0.0023 в [1]. При одинаковых радиусах лазерного пучка в данной работе были обеспечены значительно более высокие, чем в [1] (в 3.6 раза), интенсивность лазерного излучения на поверхности мишени и параметр  $I\lambda^2$  (при одинаковой длине волны). Этим более высоким значениям  $I\lambda^2$  отвечают и большие эффективности лазерного нагружения: при  $R_L = 100$  мкм  $\eta = 0.0036$  ( $I\lambda^2 = 5.2 \times 10^{15}$  Вт·мкм<sup>2</sup>·см<sup>-2</sup>) по сравнению с  $\eta = 0.0023$  ( $I\lambda^2 = 1.4 \times 10^{15}$  Вт·мкм<sup>2</sup>·см<sup>-2</sup>); при  $R_L = 35$  мкм  $\eta = 0.0068$  ( $I\lambda^2 = 4.5 \times 10^{16}$  Вт·мкм<sup>2</sup>·см<sup>-2</sup>) по сравнению с  $\eta = 0.0045$  ( $I\lambda^2 = 1.2 \times 10^{16}$  Вт·мкм<sup>2</sup>·см<sup>-2</sup>).

Как будет показано далее, основной причиной всех перечисленных особенностей зависимости  $\eta(R_L)$  при высоких интенсивностях лазерного излучения является перенос энергии быстрыми электронами.

### 3. Анализ и интерпретация результатов

Для интерпретации результатов экспериментов воспользуемся двумерной моделью плазменного факела из работы [1]. Модель построена на основе аппроксимационной шивки автоматических решений задач о плоском и сферическом изотермическом разлете заданной массы вещества [5] при введении параметра неоднородности разлета, равного отношению размера факела  $\xi$  к радиусу лазерного пучка  $R_L$ . Решения были получены для двух механизмов поглощения лазерного излучения: обратнотормозного и резонансного в приближении полной трансформации поглощенной энергии в энергию быстрых электронов. С математической точки зрения постановки задач для двух механизмов поглощения различались только расчетом массы факела. При обратнотормозном поглощении масса факела определяется скоростью испарения вещества с критической плотностью

$$\rho_{cr} = 1.83 \times 10^{-3} \frac{A}{Z\lambda^2} \text{ (г/см}^3\text{)}, \quad (2)$$

а в случае резонансного поглощения – поверхностной массой области торможения быстрых электронов в плазме, которая в приближении моноэнергетического спектра частиц, использованном в [1], есть [6]

$$l_0 \approx 1.3 \times 10^{-6} \left(\frac{A}{Z}\right)^2 \frac{E_f^2}{(2+Z)^{1/2}} \text{ (г/см}^2\text{)}. \quad (3)$$

В этих выражениях  $E_f$  – энергия быстрого электрона в кэВ;  $A$  и  $Z$  – атомный вес ионов плазмы и средняя степень их ионизации.

Ниже приведены формулы модели для расчета размера плазменного факела  $\xi$ , плотности  $\rho_a$  и давления плазменного факела  $P_a$  на абляционной поверхности, а также эффективности абляционного нагружения мишени из алюминия для обоих случаев поглощения, полученные в [1] при использовании следующих констант: начальная плотность мишени  $\rho_0 = 2.7$  г/см<sup>3</sup>,  $A = 26$ ,  $Z = 13$  (предполагалось, что вещество факела полностью ионизовано); показатель адиабаты вещества испаренной части мишени  $\gamma = 5/3$ , показатель адиабаты в твердом алюминии  $\gamma_s = 5/2$ . В качестве формулы для энергии быстрого электрона был использован скейлинг из работы [7]:

$$E_f = 1.2(I\lambda^2)^{1/2} \text{ (кэВ)}, \quad (4)$$

в котором  $I\lambda^2$  измеряется в  $10^{14}$  Вт·мкм<sup>2</sup>·см<sup>-2</sup>.

1. Обратнотормозное поглощение:

$$\xi = 8.2 \times 10^{-2} K_b^{1/3} I^{1/3} \lambda^{2/3} \tau \text{ (см)}, \quad (5)$$

$$\rho_a = 2.5 \times 10^{-3} \lambda^{-2} \left(1 + 5.85 \times 10^{-2} \frac{K_b^{1/3} I^{1/3} \lambda^{2/3} \tau}{R_L}\right)^{-2} \text{ (г/см}^3\text{)}, \quad (6)$$

$$P_a = 1.35 \times 10^{13} K_{ab}^{2/3} I^{2/3} \lambda^{-2/3} \times \left(1 + 7.4 \times 10^{-2} \frac{K_b^{1/3} I^{1/3} \lambda^{2/3} \tau}{R_L}\right)^{-2} \text{ (эрг/см}^3\text{)}, \quad (7)$$

$$\sigma = 1.9 \times 10^{-2} \lambda^{-1} \left(1 + 5.23 \times 10^{-2} \frac{K_b^{1/3} I^{1/3} \lambda^{2/3} \tau}{R_L}\right)^{-1}. \quad (8)$$

2. Резонансное поглощение:

$$\xi = 0.86 K_f^{1/2} \tau^{3/2} \lambda^{-1} \left(1 + 0.8 \frac{K_f^{1/2} \tau^{3/2}}{\lambda R_L}\right)^{-1/2} \text{ (см)}, \quad (9)$$

$$\rho_a = 1.9 \times 10^{-6} I \lambda^3 K_f^{-1/2} \tau^{-3/2} \left(1 + 6.5 \frac{K_f^{1/2} \tau^{3/2}}{\lambda R_L}\right)^{1/2} \text{ (г/см}^3\text{)}, \quad (10)$$

$$P_a = 5.4 \times 10^{11} I \lambda K_f^{1/2} \tau^{-1/2} \left(1 + 0.47 \frac{K_f^{1/2} \tau^{3/2}}{\lambda R_L}\right)^{-1/2} \text{ (эрг/см}^3\text{)}, \quad (11)$$

$$\sigma = 6.5 \times 10^{-4} I^{1/2} \lambda^{3/2} K_f^{-1/4} \tau^{-3/4} \left(1 + 9.8 \frac{K_f^{1/2} \tau^{3/2}}{\lambda R_L}\right)^{1/4}. \quad (12)$$

Здесь  $K_b$  – коэффициент поглощения в случае обратнотормозного поглощения;  $K_f$  – коэффициент преобразова-

ния лазерной энергии в энергию быстрых электронов (отношение энергии быстрых электронов к лазерной энергии) в случае резонансного поглощения.

В формулах (5)–(12) вторые слагаемые в круглых скобках представляют собой параметр неоднородности разлета  $\xi/R_L$ , умноженный на постоянную шивки. В предельных случаях малых и больших значений параметра  $\xi/R_L$  формулы соответствуют точным автомодельным решениям для плоского ( $\xi/R_L \ll 1$ ) и сферического ( $\xi/R_L \gg 1$ ) разлетов плазменного факела соответственно. Абляционная плотность и, следовательно, эффективность абляционного нагружения плоского факела определяется только отношением поверхностной массы факела к размеру факела:  $\rho_a \propto \sigma^2 \propto l/\xi$ . В случае обратнотормозного поглощения абляционная плотность определяется лишь критической плотностью плазмы и поэтому зависит только от длины волны лазерного излучения (как  $\lambda^{-2}$ ), в свою очередь  $\sigma \propto \lambda^{-1}$ . При резонансном механизме поглощения поверхностная масса плоского факела представляет собой поверхностную массу области торможения быстрых электронов  $l_0$ ; кроме того, размер плоского факела автомодельного решения зависит от  $l_0$  [1]:

$$\xi = \left( \frac{K_f I \tau^3}{l_0} \right)^{1/2}. \quad (13)$$

В связи с этим с учетом (3)  $\rho_a \propto \sigma^2 \propto l_0/\xi \propto l_0^3/\tau^3$ .

При переходе к сферическому разлету в случае обратнотормозного поглощения абляционная плотность и эффективность абляционного нагружения уменьшаются в соответствии с ростом объема факела как  $\rho_a \propto (\xi/R_L)^{-2}$  и  $\sigma \propto \rho_a^{1/2} \propto (\xi/R_L)^{-1}$ , а в случае резонансного поглощения они падают значительно медленнее:  $\rho_a \propto \xi^{-1/2}$  и  $\sigma \propto \rho_a^{1/2} \propto \xi^{-1/4}$ . Важный эффект относительно слабого влияния двумерного разлета на эффективность абляционного нагружения при переносе энергии быстрыми электронами объясняется тем, что при увеличении поверхности факела за счет бокового разлета требование постоянства поверхностной массы факела приводит к увеличению его полной массы и, как следствие, к более медленному падению плотности при увеличении объема факела.

Расчет параметров плазменного факела и эффективности абляционного нагружения был выполнен по формулам (9)–(12), соответствующим резонансному механизму поглощения, для экспериментов с  $R_L = 35, 100$  и  $200$  мкм и по формулам (5)–(8), соответствующим обратнотормозному поглощению, для экспериментов с  $R_L = 400$  и  $500$  мкм. Расчеты для эксперимента при  $R_L = 300$  мкм не проводились, поскольку его условия не соответствовали доминирующей роли одного из механизмов поглощения. Коэффициент поглощения  $K_b$  и коэффициент трансформации в энергию быстрых электронов  $K_f$  определялись с помощью формул (8) и (12) для эффективности абляционного нагружения и полученных из эксперимента данных для эффективности лазерного нагружения ( $K_{b,f} = \eta/\sigma_{b,f}$ ). Результаты расчетов приведены в табл.1. Кроме того, на рис.3 представлены расчетные зависимости абляционного давления, эффективности абляционного нагружения и коэффициента трансформации энергии лазерного излучения в энергию быстрых электронов от радиуса лазерного пучка в диапазоне изменения радиуса лазерного пучка 35–200 мкм, соответствующем резонансному поглощению лазерного излучения. Там же

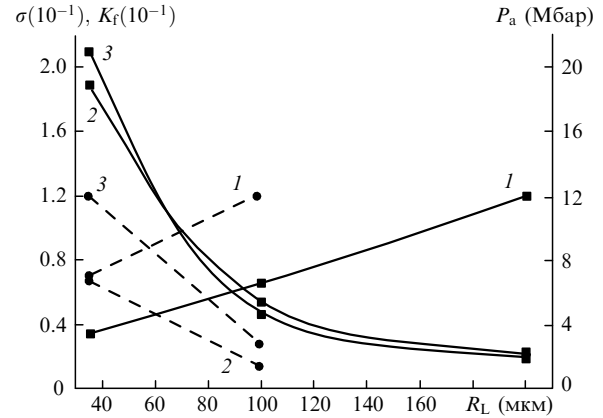


Рис.3. Зависимости коэффициента конверсии энергии лазерного излучения в энергию быстрых электронов  $K_f$  (1), эффективности абляционного нагружения  $\sigma$  (2) и абляционного давления  $P_a$  (3) от радиуса лазерного пучка  $R_L$ , рассчитанные для условий экспериментов данной работы (сплошные кривые) и работы [1] (штриховые кривые).

представлены аналогичные зависимости из работы [1] – в диапазоне изменения радиуса лазерного пучка от 35 до 100 мкм.

В области обратнотормозного поглощения при  $R_L = 400$  и  $500$  мкм двумерный характер разлета факела проявляется уже достаточно сильно: размер факела  $\xi$  сравним с радиусом лазерного пятна (см. табл.1). В результате абляционная плотность значительно (в 2.4–2.6 раза) ниже критической плотности ( $\rho_{cr} \approx 2 \times 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>), абляционное давление составляет 2.4–2.5 Мбар, а эффективность абляционного нагружения равна 0.01. При незначительном уменьшении радиуса лазерного пятна (от 500 до 400 мкм) коэффициент поглощения изменяется слабо – от 0.33 до 0.27, однако именно это обстоятельство является основным фактором уменьшения эффективности лазерного нагружения от  $3.5 \times 10^{-3}$  до  $2.7 \times 10^{-3}$ .

В области резонансного поглощения в диапазоне  $R_L = 200 - 35$  мкм двумерный характер разлета факела становится значительно более выраженным. При  $R_L = 200$  мкм размер факела превышает радиус лазерного пятна в 1.65 раза, при  $R_L = 35$  мкм – почти в 3 раза (см. табл.1). Однако перенос энергии быстрыми электронами оказывает существенно более сильное влияние на состояние плазменного факела, чем двумерный разлет. В результате и абляционная плотность, и абляционное давление, и эффективность абляционного нагружения в этой области быстро растут при уменьшении радиуса лазерного пучка и соответствующем увеличении интенсивности излучения (см. табл.1 и рис.3), поскольку это приводит к росту энергии быстрых электронов ( $E_f \propto I^{1/2} \propto R_L^{-1}$ , см. (4)) и, как следствие, глубины их проникновения в плазму ( $l_0 \propto E_f^2 \propto I \propto R_L^{-2}$ , см. (3)).

Абляционное давление растет от 2 Мбар при  $R_L = 200$  мкм, когда энергия быстрых электронов  $E_f \approx 4.3$  кэВ, до 21 Мбар при  $R_L = 35$  мкм, когда энергия быстрых электронов достигает 25.5 кэВ. Эффективность абляционного нагружения при этом растет от 0.022 до 0.19, а коэффициент трансформации энергии лазерного излучения в энергию быстрых электронов уменьшается от 0.12 до 0.035. В итоге рост эффективности лазерного нагружения с уменьшением радиуса лазерного пучка оказывается менее сильным, чем рост эффективности абляционного нагружения, но, тем не менее, значительным: от  $2.6 \times 10^{-3}$  при  $R_L = 200$  мкм до  $6.8 \times 10^{-3}$  при  $R_L = 35$  мкм.

Сравнение с данными работы [1] (см. рис.3) показывает, что при прочих равных условиях увеличение интенсивности лазерного пучка в 3.6 раза приводит к почти двукратному увеличению абляционного давления, трех-четырёхкратному увеличению эффективности абляционного нагружения, к полуторакратному увеличению эффективности лазерного нагружения и к двукратному уменьшению коэффициента трансформации энергии лазерного излучения в энергию быстрых электронов. В рамках данной работы можно лишь предполагать, с чем связано это уменьшение, поскольку коэффициент трансформации является единственным неизвестным задачи, которое не измерялось в эксперименте и не рассчитывалось по теоретической модели, а определялось как коэффициент при сопоставлении экспериментального и теоретического результатов. По-видимому, это уменьшение связано с особенностями резонансного поглощения лазерного излучения, а именно, с зависимостью эффективности резонансного поглощения от угла между направлением распространения излучения и направлением градиента плотности плазмы. При одинаковых радиусах лазерного пучка более высокая интенсивность излучения в условиях экспериментов данной работы приводит к более сильным эффектам пондеромоторного давления и двумерного разлета вещества, чем в работе [1]. Это, в свою очередь, может способствовать формированию пространственного распределения плотности плазмы вблизи области с критической плотностью, которое соответствует набору углов падения лазерного излучения на плазму, отвечающему меньшему коэффициенту резонансного поглощения и, как следствие, меньшему коэффициенту трансформации энергии лазерного излучения в энергию быстрых электронов.

#### 4. Заключение

Представленные в работе результаты экспериментальных и теоретических исследований позволяют сделать вывод об определяющей роли переноса энергии быстрыми электронами в процессе передачи энергии лазерного импульса неспаренной части мишени при резонансном механизме поглощения излучения. Прогрев плотных слоев вещества быстрыми электронами приводит к образованию плазменного факела с абляционной плотностью, значительно превышающей критическую плот-

ность плазмы, что является причиной эффективной передачи энергии плазменного факела ударной волне, распространяющейся в твердой части мишени. С ростом интенсивности лазерного импульса доля энергии плазменного факела, которая передается ударной волне, увеличивается, поскольку с ростом интенсивности растет энергия быстрых электронов и, как следствие, – глубина их проникновения в вещество мишени. В результате, несмотря на уменьшение степени трансформации лазерной энергии в энергию быстрых электронов и сильно выраженный двумерный разлет плазменного факела, в экспериментах по облучению мишени из алюминия излучением первой гармоники иодного лазера был зарегистрирован значительный (более чем в 2.5 раза) рост доли энергии лазерного импульса, переданной ударной волне, при увеличении интенсивности от  $7.5 \times 10^{14}$  до  $2.6 \times 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Таким образом, результаты данной работы, дополняя результаты работы [1], подтверждают выводы теоретических исследований [6, 7] о возможности получения высокого абляционного давления и передачи значительной доли энергии лазерного импульса неспаренной части мишени вследствие переноса энергии быстрыми электронами при воздействии на мишень относительно длинноволновым лазерным излучением.

Работа частично поддержана РФФИ (гранты № 05-01-00631 и № 05-02-16856), Ассоциацией EURATOM-IPPLM (контракт № FU06-СТ-2004-00081), Министерством науки и информационной технологии Польши (проект № 3 T10B 024 273) и Министерством школ, молодежи и спорта Чешской республики (проект № LC528).

1. Гуськов С.Ю., Бородзюк С., Калал М. и др. *Квантовая электроника*, **34** (11), 989 (2004).
2. Jungwirth K., Cejnarova A., Juha L. et al. *Phys. Plasmas*, **8**, 2495 (2001).
3. Гуськов К.С., Гуськов С.Ю. *Квантовая электроника*, **31** (4), 305 (2001).
4. Afanasiev Yu.V., Chichkov B.N., Demchenko N.N. et al. *J. Rus. Laser Res.*, **20**, 89 (1999).
5. Имшенник В.С. *ДАН СССР*, **5**, 263 (1960).
6. Afanas'ev Yu.V., Gus'kov S.Yu., in *Nuclear Fusion by Inertial Confinement*. Ed. by G.Velarde et al. (Ann Arbor: CRC PRESS, 1993, pp 99–118).
7. Гуськов С.Ю., Зверев В.В., Розанов В.Б. *Квантовая электроника*, **10** (4), 802 (1983).