

# Генерация ударных волн и образование кратеров в твердом веществе при кратковременном воздействии лазерного импульса

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

*Представлены результаты исследований поглощения лазерного излучения в мишени, состояния плазмы ее испаренного вещества, передачи энергии твердому веществу мишени, характеристик ударной волны и кратеров на ее поверхности, проведенных на основе экспериментов по кратковременному воздействию на плоскую мишень плазмообразующего лазерного импульса субнаносекундной длительности. 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). Исследования проводились при энергии лазерного излучения 100 Дж и двух длинах волн – 0.438 и 1.315 мкм. Интенсивность излучения при заданной энергии импульса изменялась в широком диапазоне ( $10^{13}$ – $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>) за счет вариации радиуса лазерного пучка. Установлены зависимости, а также (в том числе в условиях сильного влияния двумерных эффектов) характеристик плазменного факела и ударной волны, распространяющейся в твердой мишени эффективности передачи энергии лазерного излучения ударной волне от интенсивности и длины волны лазерного излучения.*

**Ключевые слова:** взаимодействие лазерного излучения с веществом, ударные волны, лазерная плазма.

## 1. Введение

В настоящей работе исследуется эффективность энергетического воздействия плазмообразующего лазерного импульса на твердое вещество, в том числе эффективность поглощения лазерного излучения, эффективность преобразования поглощенной лазерной энергии в энергию ударной волны, распространяющейся в твердой части мишени (эффективность абляционного нагружения [1]), и давление в мишени при изменении параметров лазерного пучка в широком диапазоне.

Тема работы актуальна не только для изучения фундаментальных процессов взаимодействия лазерного излучения с веществом, таких как поглощение излучения в плазме и генерация ударных волн в твердом веществе, но и для практических приложений, связанных, в первую очередь, с технологией обработки материалов и инерциальным термоядерным синтезом.

Представлены результаты экспериментов по воздействию импульса иодного лазера PALS [2] на массивные мишени из алюминия, толщина которых значительно превышала глубину затухания ударной волны, при изме-

нении интенсивности излучения в широком диапазоне ( $2 \times 10^{13}$  –  $7 \times 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>). Энергия лазерного импульса  $E_L$  составляла 100 Дж, а его длительность  $\tau$  была равна 0.4 нс (по полувысоте интенсивности). Излучение лазера фокусировалось на мишень асферической линзой с фокусным расстоянием 593 мм. Изменение интенсивности лазерного излучения на поверхности мишени достигалось 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 для длин волн первой и третьей гармоник излучения иодного лазера –  $\lambda_1 = 1.315$  мкм и  $\lambda_3 = 0.438$  мкм. При этом параметр  $I\lambda^2$  изменялся в пределах  $4 \times 10^{12}$ – $1.5 \times 10^{16}$  Вт·мкм<sup>2</sup>·см<sup>-2</sup>.

Такой выбор условий экспериментов преследовал следующие цели. Во-первых, использование лазерного импульса субнаносекундной длительности позволяло исследовать генерацию ударной волны в режиме кратковременного воздействия давления на мишень. Действительно, при воздействии лазерного импульса генерация ударной волны происходит под действием давления плазмы испаряемой части мишени (абляционного давления), длительность которого совпадает с длительностью лазерного импульса. (В дальнейшем плазму испаряемой за время действия лазерного импульса части мишени будем называть плазменным факелом.) Как будет показано ниже, время распространения ударной волны и образования кратера в конденсированной части мишени значительно превышало длительность лазерного импульса и составляло в условиях данных экспериментов несколько десятков и даже сотен наносекунд. Таким образом, процессы образования плазменного факела и распространения ударной волны в твердой части мишени оказывались разделенными во времени. Это давало возможность отдельно исследовать каждый из указанных процессов и однозначно определять их взаимное влияние.

**С.Ю.Гуськов.** Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

**S.Borodziuk, A.Kasperczuk, T.Pisarczyk.** Institute of Plasma Physics and Laser Microfusion, 23 Hery St., 00-908, Warsaw, Poland

**M.Kalal, J.Limpouch.** Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering, Czech Technical University, Brehova 7, 11519 Prague 1, Czech Republic

**B.Kralikova, E.Krousky, K.Masek, M.Pfeifer, K.Rohlana, J.Skala, J.Ullschmied.** PALS Research Center, Acad. Sci. CR, Na Slovance 3, 18221 Prague 8, Czech Republic

**P.Pisarczyk.** Institute of Computer Science, Warsaw University of Technology, 5/19 Nowowiejska St., 00-665 Warsaw, Poland

Поступила в редакцию 15 апреля 2004 г., после доработки – 22 июля 2004 г.

Во-вторых, выбранный диапазон значений параметра  $I\lambda^2$  включает в себя области доминирующего проявления двух различных механизмов поглощения лазерного излучения: область  $4 \times 10^{12} \leq I\lambda^2 \leq 10^{14}$  Вт·мкм<sup>2</sup>·см<sup>-2</sup>, в которой поглощение происходит за счет обратного тормозного процесса, и область  $10^{15} \leq I\lambda^2 \leq 1.5 \times 10^{16}$  Вт·мкм<sup>2</sup>·см<sup>-2</sup>, в которой излучение поглощается преимущественно за счет резонансного механизма, сопровождающегося генерацией быстрых электронов. Поэтому цель экспериментов состояла, с одной стороны, в проверке теоретических предсказаний [1] о значительном увеличении эффективности абляционного нагружения  $\sigma$  (доли поглощенной энергии, переданной ударной волне) с уменьшением длины волны излучения ( $\sigma \propto \lambda^{-1}$ ) при обратном тормозном поглощении излучения, а с другой – в исследовании влияния на эффективность абляционного нагружения генерации быстрых электронов.

Наконец, изменение радиуса фокусировки лазерного пучка на поверхности мишени позволяло исследовать влияние эффектов двумерного разлета вещества на параметры плазменного факела и эффективность абляционного нагружения и, как следствие, на характеристики ударной волны и образующегося кратера. При воздействии лазерного пучка с радиусом, меньшим 100 мкм, разлет факела носил явно выраженный двумерный характер, при радиусах пучка, превышающих 300 мкм, – одномерный.

Выбор в качестве материала мишени легкого металла был обусловлен стремлением минимизировать в данном цикле экспериментов процессы теплового излучения плазмы, в том числе связанные с ними потери энергии, и, тем самым, исследовать влияние на формирование плазменного факела непосредственно процессов поглощения лазерного излучения.

Исследования были выполнены при использовании двух диагностических методик. Первая состояла в измерении размеров и определении формы кратера, образующегося на поверхности мишени. Это позволяло определить массу вещества, претерпевшего фазовые превращения, и в конечном счете дать заключение об интенсивности ударной волны, приведшей к образованию кратера. Методику исследования характеристик ударной волны по результатам разрушения вещества массивной мишени [1, 3] можно назвать «статической». Она оказывается весьма плодотворной и также, как хорошо известная «динамическая» методика, основанная на измерении скорости ударной волны в относительно тонких слоях вещества [4], может с успехом использоваться для изучения ударных волн. Вторая методика состояла в многокадровых интерферометрических измерениях в плазме испаренного вещества мишени, разлетающегося навстречу лазерному пучку. Эти измерения позволили исследовать временную эволюцию распределения плотности и общего числа электронов плазменного факела и сделать выводы о скорости разлета испаренного вещества. В результате оказалось возможным построить самосогласованную картину процессов воздействия лазерного импульса на мишень от образования плазменного факела в течение действия лазерного импульса до образования кратера вследствие распространения в мишени ударной волны за времена, значительно превышающие длительность импульса.

Анализ и интерпретация экспериментальных результатов проводились на основе теоретической модели ге-

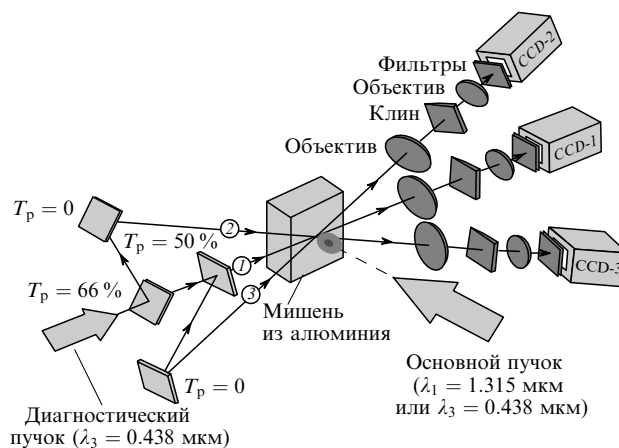


Рис.1. Схема эксперимента ( $T_p$  – пропускание оптического элемента).

нерации ударной волны под действием плазмообразующего лазерного импульса [1], которая в настоящей работе была развита для случая двумерного плазменного факела с учетом переноса энергии быстрыми электронами при резонансном механизме поглощения излучения.

## 2. Экспериментальные результаты

Продольный и поперечный размеры кратера измерялись методами оптической микроскопии. Для определения формы и измерения объема кратера использовались отпечатки мишеней в парафине. Для изучения плазмы испаренной части мишени применялась трехкадровая интерферометрическая система с автоматической обработкой получаемых изображений. На рис.1 представлена схема эксперимента. Диагностическая система была реализована с использованием третьей гармоники иодного лазера. Интервал между кадрами составлял 3 нс, так что для одного эксперимента измерения охватывали временной промежуток в 6 нс. Однако высокая воспроизводимость результатов при одинаковых условиях экспериментов позволила расширить период наблюдения до 12 нс (начиная с момента времени 3 нс после максимума лазерного импульса), используя интерферограммы для разных экспериментов и сдвигая период наблюдения на 6 нс.

### 2.1. Размеры и форма кратеров

Результаты измерений размеров кратеров в экспериментах с обеими гармониками излучения при различных радиусах сфокусированного лазерного пучка представлены на рис.2. Эти данные вместе с объемами кратеров  $\Omega_c$  и соответствующими этим объемам массами вещества  $M_c = \Omega_c \rho_0$  (где  $\rho_0$  – начальная плотность мишени) представлены в табл.1. Там же для каждого опыта приведены параметры лазерного импульса и расчетные значения средней за длительность импульса интенсивности излучения  $I$  в предположении ее однородного распределения по поперечному сечению пучка и параметра  $I\lambda^2$ .

Форма всех кратеров, за исключением двух, близка к полусфере. Два кратера, полученные в опытах с максимальным радиусом лазерного пучка ( $R_L = 600$  мкм) как на первой (эксперимент F<sub>4</sub>), так и на третьей (эксперимент T<sub>4</sub>) гармонике, имели форму, близкую к форме половины тора. При этом отличие формы кратера от квазисферической при воздействии излучения третьей гармоники было значительно больше, чем при воздействии излучения первой гармоники. В первом случае область с

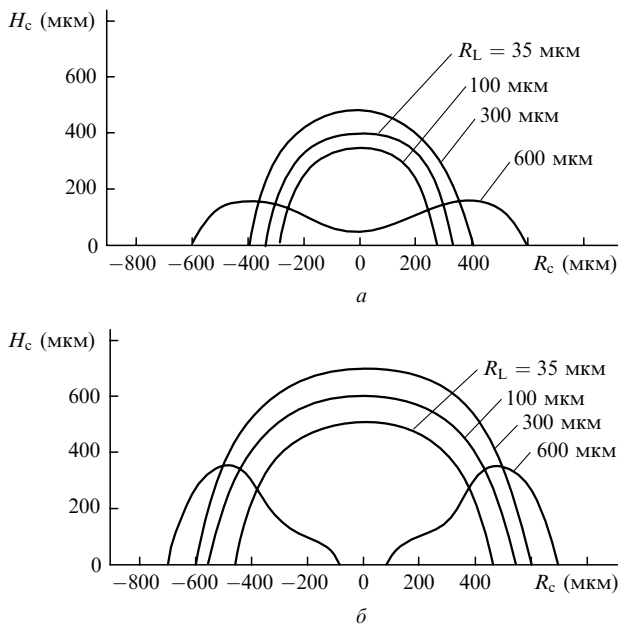


Рис.2. Характеристики кратеров в экспериментах с различными радиусами лазерного пучка  $R_L$  при использовании излучения первой ( $\lambda_1 = 1.315$  мкм; а) и третьей ( $\lambda_3 = 0.438$  мкм; б) гармоник.

твердотельной плотностью в центральной части кратера простирается по всей его глубине. Такая форма кратеров в опытах с радиусом пучка  $R_L = 600$  мкм свидетельствует о неоднородном облучении поверхности мишени лазерным излучением, степень которого растет при удалении мишени от фокальной точки. Отметим, что это, в определенной степени неожиданное, проявление влияния условий эксперимента на его результаты при больших радиусах лазерного пучка позволило, как будет видно ниже, получить дополнительную информацию об исследуемых процессах.

Размеры кратеров в опытах с одинаковыми энергиями и радиусами лазерного пучка, но при использовании излучения разных гармоник существенно различаются. Продольный и поперечный размеры, также как и объем кратера в экспериментах с использованием третьей гармоники излучения значительно больше, чем в экспериментах с использованием первой гармоники. Интересные особенности обнаруживает зависимость объема кратера от радиуса лазерного пучка. Такие зависимости для обе-

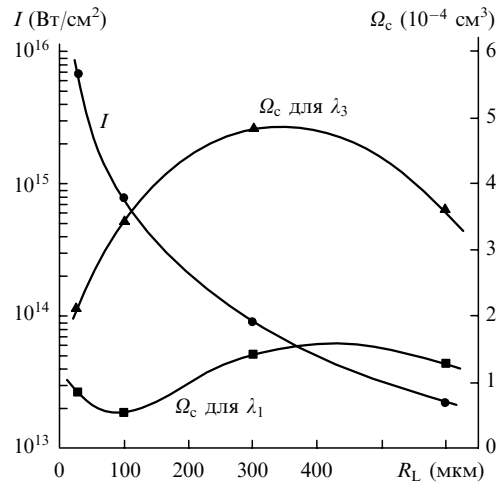


Рис.3. Зависимости объема кратера  $\Omega_c$  в экспериментах с использованием излучения первой ( $\lambda_1 = 1.315$  мкм) и третьей ( $\lambda_3 = 0.438$  мкм) гармоник, а также интенсивности лазерного излучения  $I$  от радиуса лазерного пучка  $R_L$ .

их используемых длин волн излучения показаны на рис.3. Там же приведена зависимость интенсивности лазерного излучения от радиуса пучка. Для третьей гармоники зависимость объема кратера от радиуса достаточно плавная, хотя и немонотонная. Она близка к параболической зависимости с явно выраженным максимумом в окрестности радиуса  $R_L = 300$  мкм. Вплоть до  $R_L = 100$  мкм ( $I = 8.3 \times 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) вид зависимости  $\Omega_c(R_L)$  для первой гармоники повторяет вид зависимости для третьей, хотя максимум зависимости для первой гармоники оказывается менее выраженным, а его положение смещено по сравнению с положением максимума зависимости для третьей гармоники в сторону больших радиусов.

При одинаковых радиусах лазерного пучка для третьей гармоники объем кратера значительно (в 3–4 раза) больше, чем для первой. При  $R_L < 100$  мкм характер зависимости  $\Omega_c(R_L)$  для первой гармоники меняется на противоположный по сравнению с таковым для третьей гармоники. Вместо продолжающегося в случае третьей гармоники монотонного уменьшения объема кратера с уменьшением радиуса лазерного пучка имеет место рост объема с уменьшением радиуса, что указывает на наличие минимума зависимости  $\Omega_c(R_L)$  для первой гармоники в окрестности радиуса  $R_L = 100$  мкм.

Табл.1.

Номер эксперимента	Условия экспериментов			Прямые измерения					Косвенные результаты
	$R_L$ (мкм)	$I$ ( $10^{14}$ Вт/см <sup>2</sup> )	$I\lambda^2$ ( $10^{14}$ Вт·мкм <sup>2</sup> ·см <sup>-2</sup> )	$R_c$ (мкм)	$H_c$ (мкм)	$\Omega_c$ (см <sup>3</sup> )	$M_c$ ( $10^{-7}$ г)	$N_e$	$m_t$ ( $10^{-7}$ г)
T <sub>1</sub>	35	71	13	475	500	$2.1 \times 10^{-4}$	$5.7 \times 10^3$	$1.0 \times 10^{16}$	0.3–1.2
T <sub>2</sub>	100	8.3	1.5	550	600	$3.4 \times 10^{-4}$	$9.3 \times 10^3$	$3.5 \times 10^{16}$	1.2–5
T <sub>3</sub>	300	0.88	0.17	600	700	$4.8 \times 10^{-4}$	$1.3 \times 10^4$	$9.5 \times 10^{16}$	3–12
T <sub>4</sub>	600	0.22	0.042	700	280	$3.6 \times 10^{-4}$	$9.8 \times 10^3$	$2.3 \times 10^{17}$	7–30
F <sub>1</sub>	35	71	120	330	400	$8.6 \times 10^{-5}$	$2.4 \times 10^3$	$2.1 \times 10^{16}$	0.7–5
F <sub>2</sub>	100	8.3	14	280	340	$5.1 \times 10^{-5}$	$1.5 \times 10^3$	$1.1 \times 10^{16}$	0.4–1.5
F <sub>3</sub>	300	0.88	1.5	400	480	$1.4 \times 10^{-4}$	$3.9 \times 10^3$	$7.6 \times 10^{16}$	2.5–10
F <sub>4</sub>	600	0.22	0.38	630	160	$1.2 \times 10^{-4}$	$3.5 \times 10^3$	$1.8 \times 10^{17}$	6–20

Примечания: для всех экспериментов энергия лазера  $E_L = 100$  Дж, в экспериментах T<sub>1</sub>–T<sub>4</sub> используется излучение третьей гармоники ( $\lambda_3 = 0.438$  мкм), а в экспериментах F<sub>1</sub>–F<sub>4</sub> – первой ( $\lambda_1 = 1.315$  мкм);  $R_L$  – радиус пятна фокусировки лазера на мишени;  $I$  и  $\lambda$  – средняя интенсивность и длина волны лазера;  $R_c$  и  $H_c$  – радиус и глубина кратера;  $\Omega_c$  – объем кратера;  $M_c$  – масса вещества, выброшенного из кратера;  $N_e$  и  $m_t$  – полное число электронов и полная масса плазмы в момент первого интерферометрического измерения ( $\Delta t = 3$  нс).

Уже качественный анализ этих данных при естественном предположении о том, что количество выброшенного из кратера вещества связано с эффективностью воздействия лазерного излучения на мишень, приводит к выводу об изменении характера взаимодействия лазерного излучения с плазмой при переходе от третьей гармоники излучения к первой при интенсивности, превышающей  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>. Учитывая, что при  $R_L = 35$  мкм параметр  $I\lambda^2$  для первой гармоники составляет  $1.2 \times 10^{16}$  Вт·мкм<sup>2</sup>·см<sup>-2</sup>, а для третьей –  $1.3 \times 10^{15}$  Вт·мкм<sup>2</sup>·см<sup>-2</sup>, становится очевидным, что обнаруженный эффект связан с изменением механизма поглощения лазерного излучения от обратного тормозного при воздействии излучения третьей гармоники к резонансному при воздействии излучения первой гармоники.

Подводя итог обсуждению экспериментальных данных, относящихся к измерению размеров кратеров, выделим два наиболее важных результата.

1. При заданной энергии и длительности лазерного импульса размер кратера и, следовательно, энергия лазерного излучения, переданная ударной волне, достаточно сильно растут с уменьшением длины волны воздействующего излучения (примерно обратно пропорционально) в широком диапазоне изменения интенсивности излучения – от  $2 \times 10^{13}$  до  $7 \times 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>.

2. При воздействии излучения первой гармоники иодного лазера изменение интенсивности импульса от значений, меньших  $\sim 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>, к значениям, большим указанной величины, приводит к изменению характера взаимодействия излучения с веществом, связанному с переходом от обратного тормозного механизма поглощения излучения к резонансному.

### 2.2. Результаты интерферометрических измерений

Полученные на основании обработки интерферограмм данные по распределению плотности свободных электронов плазмы испаренного вещества мишени в различные моменты времени для экспериментов с минимальным ( $R_L = 35$  мкм, эксперименты T<sub>1</sub> и F<sub>1</sub>) и максимальным ( $R_L = 600$  мкм, эксперименты T<sub>4</sub> и F<sub>4</sub>) радиусами лазерного пучка приведены соответственно на рис.4 и 5. Минимальная плотность, соответствующая крайней изолинии на этих рисунках, равна  $3 \times 10^{17}$  г/см<sup>3</sup>, изолинии плотности показаны с шагом  $3 \times 10^{18}$  г/см<sup>3</sup>. На рис.6 представлены зависимости полного числа свободных электронов плазмы испаренной части мишени от времени для всех экспериментов. Данные получены суммированием числа электронов по объему для изоповерхностей плотности, образованных как поверхности вращения вокруг оси факела соответствующих изолиний плотно-

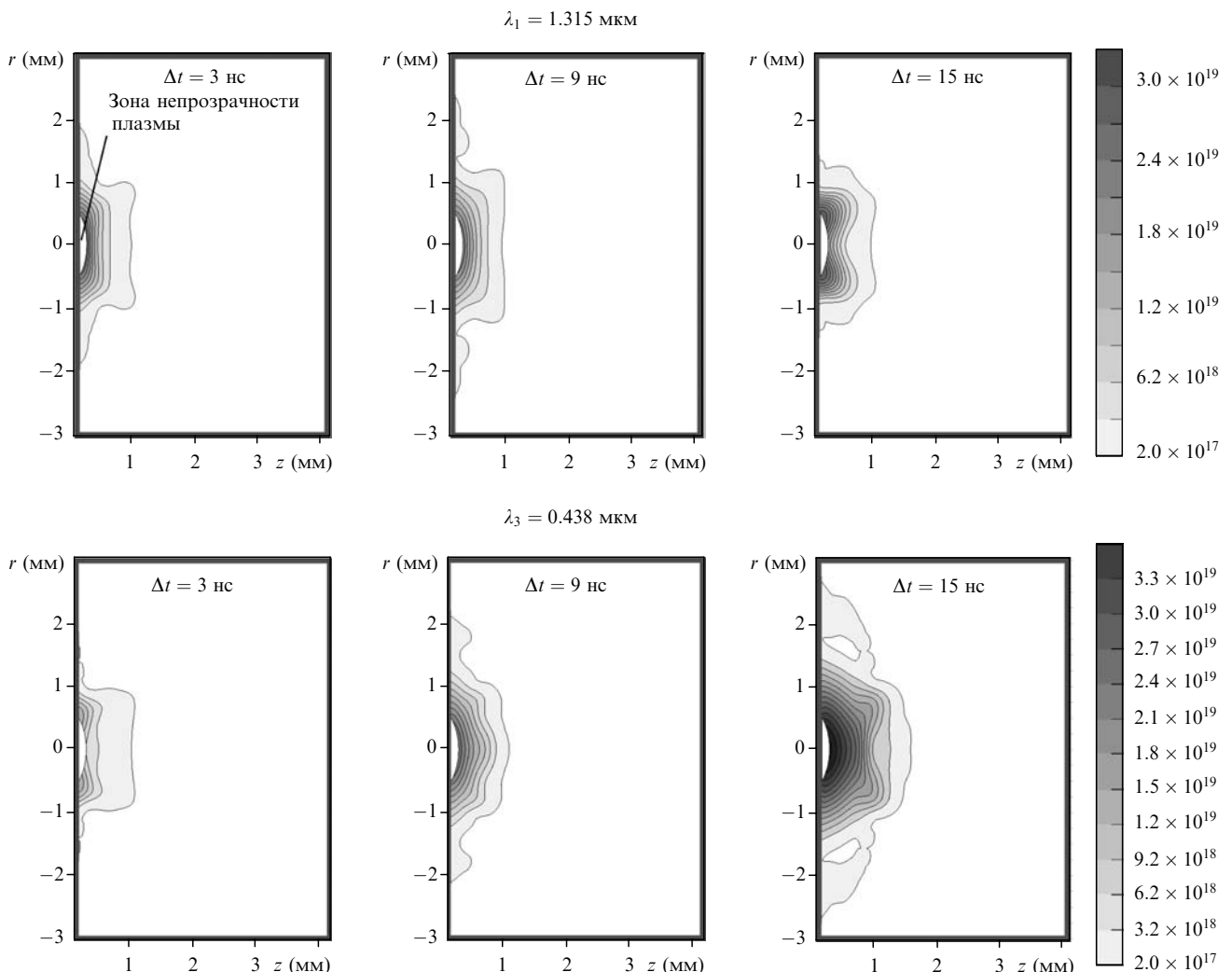


Рис.4. Изолинии электронной плотности плазмы в экспериментах с радиусом фокусировки пучка  $R_L = 35$  мкм для первой ( $\lambda_1 = 1.315$  мкм) и третьей ( $\lambda_3 = 0.438$  мкм) гармоник излучения в моменты времени  $\Delta t = 3, 9$  и  $15$  нс после достижения максимума лазерного импульса.

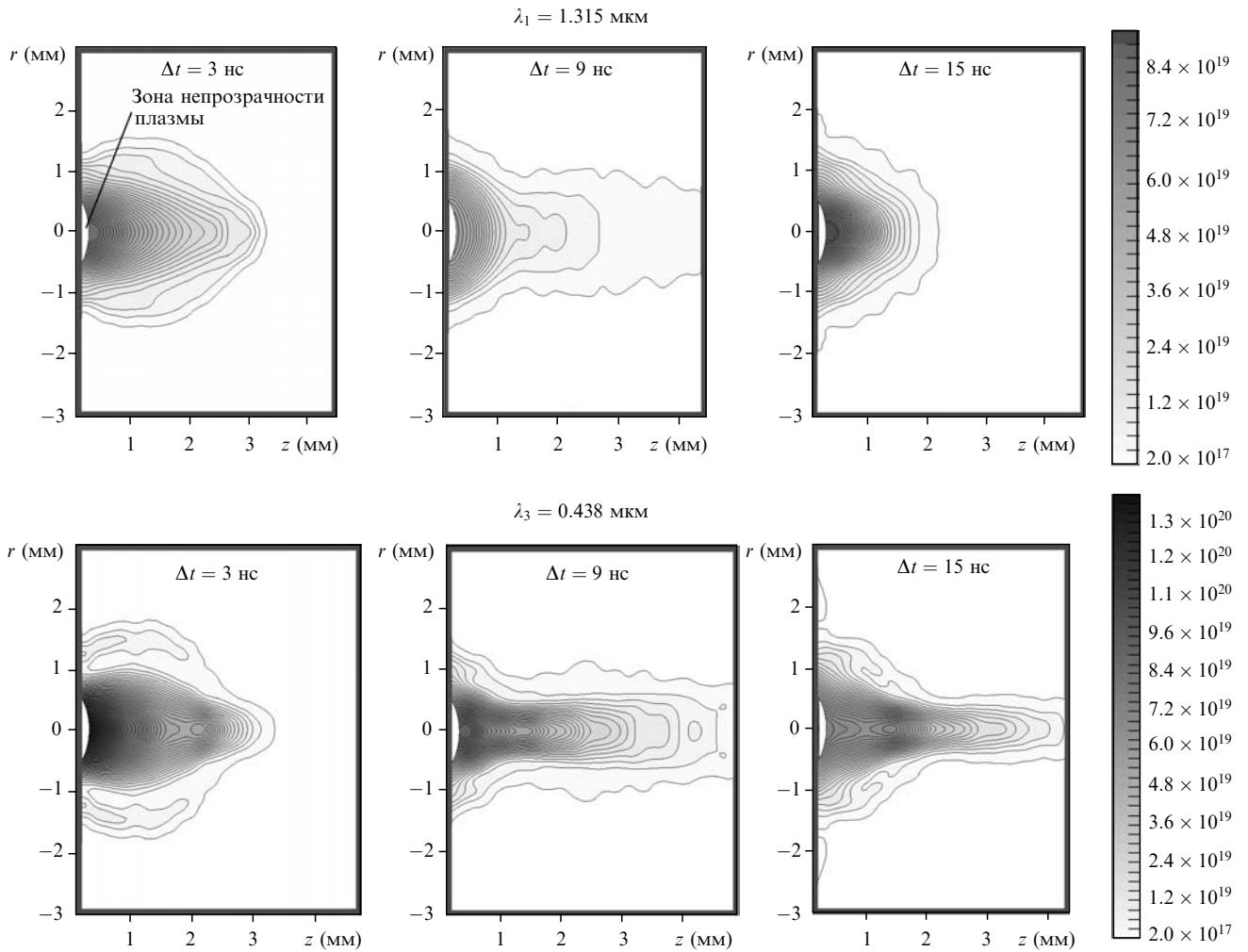


Рис.5. Изолинии электронной плотности плазмы в экспериментах с радиусом лазерного пучка  $R_L = 600$  мкм для первой ( $\lambda_1 = 1.315$  мкм) и третьей ( $\lambda_3 = 0.438$  мкм) гармоник излучения в моменты времени  $\Delta t = 3, 9$  и  $15$  нс.

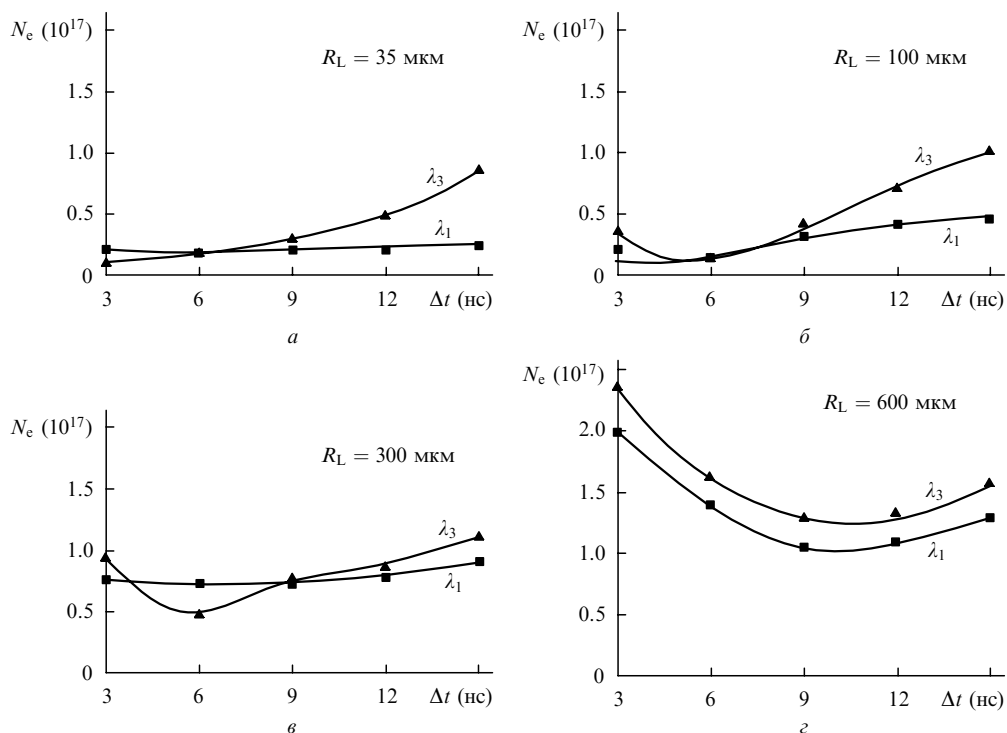


Рис.6. Зависимости полного числа электронов плазмы испаренного вещества мишени  $N_e$  от времени  $\Delta t$  в экспериментах с различными радиусами лазерного пучка для первой ( $\lambda_1 = 1.315$  мкм) и третьей ( $\lambda_3 = 0.438$  мкм) гармоник излучения.

сти. Числа электронов в наиболее ранний момент регистрации интерферограмм (через время  $\Delta t = 3$  нс после достижения максимума лазерного импульса) представлены в табл.1.

Анализ этих результатов удобно начать с данных по числу свободных электронов плазмы. В приближении среднего заряда плазмы  $Z$  соответствующая полному числу электронов  $N_e$  масса плазмы

$$M_p = N_e m_n \frac{A}{Z}, \quad (1)$$

где  $m_n$  – масса нейтрона;  $A$  – атомный вес иона плазмы.

Простая оценка по формуле (1) показывает, что масса плазмы испаренной части мишени при полностью ионизованном состоянии вещества в момент времени  $\Delta t = 3$  нс для всех экспериментов лежит в пределах  $10^{-7} - 10^{-6}$  г. Учет реальной степени ионизации может увеличить пределы изменения массы не более чем в 2–3 раза (табл.1). Данные рис.6 показывают, что в течение временного интервала интерферометрических измерений 3–15 нс масса испаренной части мишени изменяется, но остается примерно в указанных выше пределах. Таким образом, интерферометрические измерения вплоть до  $\Delta t = 15$  нс относятся к плазме испаренного вещества, масса которой примерно на три порядка меньше, чем экспериментально установленная масса вещества, выброшенного из кратера. Диапазон изменения последней величины, которую в дальнейшем будем сокращенно называть массой кратера, для всех экспериментов составляет  $10^{-4} - 10^{-3}$  г (табл.1). Как будет показано ниже на основании теоретических расчетов, интерферометрические измерения относятся к плазменному факелу, а масса плазмы, определенная из этих измерений, соответствует массе вещества, испаренного за время действия лазерного импульса.

Перейдем к анализу распределения плотности плазмы. Прежде всего отметим, что временная эволюция положения отдельной изолинии плотности дает весьма условную информацию о скорости разлета вещества мишени. Это связано, во-первых, с тем, что электронная плотность по мере разлета плазмы изменяется за счет процессов рекомбинации и, во-вторых, с тем, что даже при неизменной степени ионизации временная эволюция изолинии плотности отвечает фазовой скорости: вещество может протекать через поверхность, соответствующую данной плотности. Тем не менее весьма существенное увеличение размеров плазмы (особенно в продольном направлении) при радиусе лазерного пучка  $R_L = 600$  мкм (рис.5) по сравнению с ее размерами при  $R_L = 35$  мкм (рис.4) для одного и того же момента времени указывает на заметное (в 1.5–2 раза) превышение скорости разлета вещества в первом случае над скоростью разлета во втором. Согласно данным рис.4 и 5, скорость разлета испаренного вещества для эксперимента с  $R_L = 600$  мкм можно оценить как  $5 \times 10^7$  см/с, а для эксперимента с  $R_L = 35$  мкм – как  $3 \times 10^7$  см/с.

Далее, в экспериментах с радиусами лазерного пучка  $R_L = 35, 100$  и  $300$  мкм изолинии плотности имеют гладкий вид – такой, как изолинии на рис.4 для экспериментов с  $R_L = 35$  мкм. Данный вид изолиний свидетельствует об относительно однородном нагреве вещества по поперечному сечению плазменного факела и, как следствие, об однородном распределении излучения по поперечному сечению лазерного пучка. Наоборот, в экспериментах с максимальным радиусом лазерного пучка  $R_L = 600$  мкм

(рис.5) изолинии плотности имеют существенно негладкий вид. Характер распределения плотности плазмы в этом случае соответствует более сильному нагреву периферийной области поперечного сечения плазменного факела по сравнению с нагревом центральной части.

Действительно, вид изолиний в плотной части плазмы в ранний момент времени ( $\Delta t = 3$  нс) явно свидетельствует о преимущественном разлете вещества в пространстве между двумя соосными коническими поверхностями, одна из которых, внутренняя, сужается к оси плазменного потока, а вторая, внешняя, расширяется в направлении от оси. Движение вещества в центральной области факела, ограниченной внутренней конической поверхностью, незначительно. Вид изолиний в последующие моменты времени отражает схождение и кумуляцию расширяющегося плазменного потока на оси факела, что приводит к весьма значительному вытягиванию формы плазмы в продольном направлении.

Такое вытягивание и относительно высокая плотность электронов на значительном удалении от поверхности мишени в поздние моменты времени связаны не только с увеличением массы плазмы за счет схождения плазменного потока к центру, но и со вторичной ионизацией плазмы за счет повышения ее температуры на оси в результате кумуляции плазменного потока. Здесь уместно вернуться к зависимости числа свободных электронов плазмы от времени для эксперимента с радиусом  $R_L = 600$  мкм (рис.6,з). После начальной стадии уменьшения количества электронов со временем, обусловленного, по-видимому, рекомбинацией плазмы, в моменты времени, близкие к  $\Delta t = 9$  нс, начинается достаточно резкий рост их числа. Примерно в этот же момент времени, как показывает распределение изолиний плотности на рис.5, происходит схождение плазменного потока на оси. Такое соответствие указывает на то, что при кумуляции плазменного потока на оси действительно имеет место вторичная ионизация, приводящая к увеличению числа свободных электронов плазмы.

Результаты интерферометрических измерений в момент времени  $\Delta t = 3$  нс, свидетельствующие о полой форме плазменного факела, образующегося при воздействии лазерного пучка с максимальным радиусом  $R_L = 600$  мкм, согласуются с регистрацией в тех же экспериментах несферической формы кратера, имеющей значительно большее углубление в периферийной, пристеночной области кратера, чем в центральной. Эти дополняющие друг друга факты, по-видимому, объясняются неравномерным распределением излучения по сечению лазерного пучка, отвечающим превышению интенсивности в периферийных областях сечения над интенсивностью в центральной области.

Наконец, следует отметить, что и степень искажения формы кратера, и степень искажения структуры плазменного факела при прочих равных условиях оказываются заметно больше при воздействии третьей гармоники излучения, чем при воздействии первой. Причина может состоять как в повышении степени неоднородности распределения интенсивности излучения по сечению пучка с уменьшением длины волны, так и в более сильном проявлении этой неоднородности в результате поглощения коротковолнового излучения в плазме со значительно более высокой плотностью, поскольку критическая плотность плазмы обратно пропорциональна квадрату длины волны излучения.

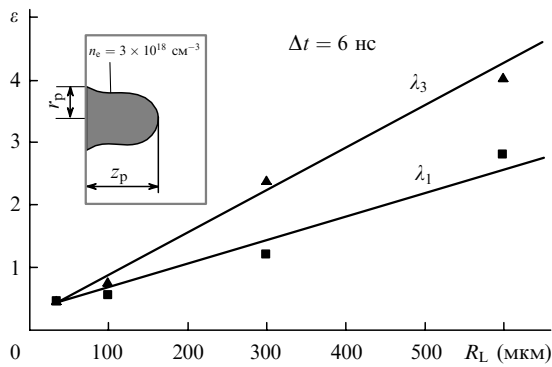


Рис. 7. Зависимость отношения продольного и поперечного размеров плазмы испаренной части мишени  $\varepsilon = z_p/r_p$  от радиуса лазерного пучка  $R_L$  для первой ( $\lambda_1 = 1.315$  мкм) и третьей ( $\lambda_3 = 0.438$  мкм) гармоник излучения в момент времени  $\Delta t = 6$  нс.

Для сравнительного анализа формы плазменного факела удобно ввести отношение продольной координаты  $z_p$  точки изолинии, наиболее удаленной от поверхности мишени, к поперечной координате  $r_p$  точки той же изолинии, наиболее удаленной от оси:  $\varepsilon = z_p/r_p$ . На рис. 7 показана зависимость от радиуса лазерного пучка величины  $\varepsilon$ , рассчитанной для изолинии плотности электронов  $n_e = 3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  в момент времени  $\Delta t = 6$  нс. Прежде всего эти данные показывают, что с уменьшением длины волны воздействующего излучения вытянутость плазменного факела увеличивается. Далее, при изменении радиуса лазерного пучка в диапазоне 100–300 мкм величина  $\varepsilon$  лежит в пределах 1–1.5, характерных для экспериментов по воздействию на плоскую мишень лазерного пучка с достаточно однородным распределением интенсивности по сечению при классическом механизме поглощения, когда параметр  $I\lambda^2$  не превышает  $10^{14} \text{ Вт}\cdot\text{мкм}^2\cdot\text{см}^{-2}$ .

При радиусах лазерного пучка, больших 300 мкм, величина  $\varepsilon$  увеличивается, достигая при  $R_L = 600$  мкм значений 3–4, что является следствием обсуждавшегося выше эффекта кумуляции плазменных потоков на оси факела. Интересно, что при малых радиусах (менее 100 мкм) значение  $\varepsilon$  оказывается меньше единицы. Имея в виду, что при интенсивности лазерного излучения, превышающей при таких радиусах  $10^{15} \text{ Вт}/\text{см}^2$ , существенную роль начинает играть резонансный механизм поглощения излучения, следует предположить, что причина образования прижатого к поверхности мишени плазменного факела в этом случае состоит в участии в переносе энергии быстрых электронов.

Подводя итог обсуждению результатов интерферометрических исследований плазмы испаренной части мишени, следует отметить, что они полностью согласуются с результатами измерения формы кратеров, зависящей от особенностей взаимодействия лазерного излучения с мишенью при высокой интенсивности излучения, превышающей  $10^{15} \text{ Вт}/\text{см}^2$  ( $R_L < 100$  мкм), и особенностей взаимодействия с плазмой лазерного пучка большого радиуса ( $R_L > 300$  мкм), которое сопровождается повышенной степенью неоднородности облучения мишени. Интересный результат состоит в демонстрации на основе интерферометрических измерений кумулятивного столкновения плазменных потоков на оси факела при облучении лазерным пучком с неоднородным распределением интенсивности, максимум которого приходится на коль-

цевую периферийную область поперечного сечения. Этот эффект может быть использован для исследования фундаментальных процессов гидродинамической кумуляции, релаксационных, ионизационных и излучательных процессов в плазме, а также для прикладных целей, например для создания инверсной населенности рентгеновского лазера.

### 3. Теоретическая модель

Теоретическая модель включает в себя (как самосогласованные составные части) двумерную модель плазменного факела, образующегося при испарении вещества мишени под действием лазерного импульса с постоянной интенсивностью, и квазиодномерную модель ударной волны, распространяющейся в неиспаренной части мишени под действием давления плазменного факела. Условие кратковременности воздействия лазерного импульса дает возможность использовать два важных приближения, а именно не учитывать влияние образования кратера на состояние плазменного факела и считать мгновенной (приближение «короткого удара» [5]) передачу энергии от плазменного факела мишени.

#### 3.1. Модель плазменного факела

Специально выбранные широкие диапазоны изменения параметров лазерного импульса в эксперименте диктовали необходимость построения модели плазменного факела, которая должна учитывать как гидродинамический механизм испарения [6] вещества мишени в области изменения параметра  $I\lambda^2$  от  $10^{12}$  до  $10^{14} \text{ Вт}\cdot\text{мкм}^2\cdot\text{см}^{-2}$ , так и тепловой механизм испарения за счет прогрева вещества быстрыми электронами [7] в области  $I\lambda^2 > 10^{16} \text{ Вт}\cdot\text{мкм}^2\cdot\text{см}^{-2}$ . Кроме того, модель должна описывать двумерный гидродинамический разлет факела для малых радиусов лазерного пучка ( $R_L < 300$  мкм), которые оказываются меньше характерной длины теплового разлета плазмы за время действия лазерного импульса.

Такая модель без учета процессов теплового излучения была построена на основе аппроксимационной сшивки решений задачи для плоского и сферического разлета факела при введении параметра неоднородности, равного отношению размера факела к радиусу лазерного пучка. В качестве базового гидродинамического решения было выбрано автомодельное решение задачи об изотермическом разлете заданной массы вещества [8]. Это решение для плотности  $\rho$ , температуры  $T$  и скорости  $v$  разлетающегося вещества имеет вид

$$\rho = \frac{2a^{v+1}}{\pi^{(v+1)/2}} \frac{m}{\xi^{v+1}} \exp\left(-\frac{a^2 x^2}{\xi^2}\right),$$

$$T = \frac{3}{8(\gamma-1)a^2 c_V t^2} \xi^2, \quad v = \frac{3x}{2t}, \quad (2)$$

при этом давление  $p$  и скорость звука  $V_s$  определяются выражениями

$$p = (\gamma-1)c_V T\rho, \quad V_s = [(\gamma-1)c_V T]^{1/2}. \quad (3)$$

В данном решении  $v = 0, 1, 2$  соответствуют плоскому, цилиндрическому и сферическому разлету;  $x$  и  $t$  – текущие координата и время;

$$\xi = \left(\frac{\dot{E}}{m}\right)^{1/2} t^{3/2} \quad (4)$$

– координата фронта плазменного факела (в рассматриваемой задаче это длина факела при плоском разлете или радиус факела при сферическом разлете);

$$a = \left[3 \frac{3\gamma(\nu + 1) - (3\nu + 1)}{16(\gamma - 1)}\right]^{1/2};$$

в случае плоского разлета  $\dot{E} \equiv I_a$  – скорость поступления энергии на единицу поверхности, т. е. интенсивность поглощенного лазерного излучения, и  $m \equiv m_s$  – масса разлетающегося вещества на единицу площади поверхности (поверхностная масса); в случае сферического разлета  $\dot{E} \equiv I_a \pi R_L^2$  – полная скорость поступления энергии, или мощность поглощенного излучения и  $m \equiv m_t$  – полная масса разлетающегося вещества;  $I_a = K_{ab} I$ ;  $K_{ab}$  – коэффициент поглощения;  $c_V = (Z + 1)k/[A(\gamma - 1)m_n]$  – удельная теплоемкость;  $k$  – постоянная Больцмана;  $\gamma$  – показатель адиабаты.

Функция источника массы плазменного факела, действие которого обусловлено испарением вещества мишени, имеет различный вид для рассматриваемых механизмов поглощения излучения. В случае обратного тормозного поглощения при гидродинамическом режиме испарения построение функции источника основано на приближении преимущественного поглощения лазерного излучения в области плазмы с критической плотностью  $\rho_{cr}$  и формирования потока испаренного вещества именно с этой плотностью:

$$\dot{m} = \rho_{cr} V_s, \quad \rho_{cr} = 1.83 \times 10^{-3} \frac{A}{Z\lambda^2}, \quad (5)$$

где  $\lambda$  измеряется в мкм, а  $\rho_{cr}$  – в г/см<sup>3</sup>.

В случае резонансного поглощения испаренная масса определяется толщиной слоя вещества мишени, прогретого быстрыми электронами, т. е. пробегом быстрого электрона. Упрощая модель, будем полагать, что спектр быстрых электронов является монохроматическим. Пробег  $l$  быстрого электрона с энергией  $E_f$  обратно пропорционален плотности плазмы:

$$l = \frac{l_0}{\rho}, \quad l_0 \approx 1.3 \times 10^{-6} \left(\frac{A}{Z}\right)^2 \frac{E_f^2}{(2 + Z)^{1/2}}, \quad (6)$$

где  $E_f$  измеряется в кэВ, а  $l_0$  – в г/см<sup>2</sup>. Поэтому масса факела определяется из условия

$$\int_0^\infty \rho dx = l_0.$$

Наиболее адекватный способ описания параметров плазменного факела, образующегося при воздействии лазерного импульса постоянной интенсивности, на основе данного автомодельного решения состоит в использовании решения в момент окончания лазерного импульса. Объединяя решения (2) – (4) для плоской ( $\nu = 0$ ) и сферической ( $\nu = 2$ ) геометрий разлета в одно, являющееся функцией параметра неоднородности  $\xi_1/R_L$  ( $\xi_1$  – длина плоского факела), получаем следующие выражения для размера, массы и скорости звука (температуры) факела, а также плотности и давления плазмы на границе факела и мишени при  $x = 0$  (абляционной поверхности):

в случае обратного тормозного поглощения

$$\xi = \xi_1 = \left(\frac{8a_1^2}{3}\right)^{1/6} \left(\frac{I_a}{\rho_{cr}}\right)^{1/3} \tau \quad \text{при} \quad \frac{\xi_1}{R_L} < 1,$$

$$\xi = \left(\frac{a_3}{a_1}\right)^{1/3} \xi_1 \quad \text{при} \quad \frac{\xi_1}{R_L} > 1, \quad (7)$$

$$m_t = m_{t1} = \pi \left(\frac{3}{8a_1^2}\right)^{1/3} I_a^{1/3} \rho_{cr}^{2/3} R_L^2 \tau \quad \text{при} \quad \frac{\xi_1}{R_L} < 1,$$

$$m_t = \left(\frac{a_1}{a_3}\right)^{2/3} m_{t1} \quad \text{при} \quad \frac{\xi_1}{R_L} > 1, \quad (8)$$

$$V_s = V_{s1} = \left(\frac{3}{8a_1^2}\right)^{1/3} \left(\frac{I_a}{\rho_{cr}}\right)^{1/3} \quad \text{при} \quad \frac{\xi_1}{R_L} < 1,$$

$$V_s = \left(\frac{a_1}{a_3}\right)^{1/3} V_{s1} \quad \text{при} \quad \frac{\xi_1}{R_L} > 1, \quad (9)$$

$$\rho = \frac{\rho_1}{[1 + (a_1 a_3^2)^{-1/3} \xi_1/R_L]^2}, \quad \rho_1 = \left(\frac{3}{2\pi}\right)^{1/2} \rho_{cr}, \quad (10)$$

$$p = \frac{p_1}{(1 + a_1^{-1} \xi_1/R_L)^2}, \quad p_1 = \left(\frac{3}{2\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{3}{8a_1^2}\right)^{3/2} I_a^{2/3} \rho_{cr}^{1/3}, \quad (11)$$

в случае резонансного поглощения

$$\xi = \frac{\xi_1}{(1 + 2^{1/2} a_3^{-1} \xi_1/R_L)^{1/2}}, \quad \xi_1 = \left(\frac{I_a \tau^3}{l_0}\right)^{1/2}, \quad (12)$$

$$m_t = m_{t1} \left(1 + \frac{2^{1/2} \xi_1}{a_3 R_L}\right), \quad m_{t1} = \pi R_L^2 l_0, \quad (13)$$

$$V_s = \frac{V_{s1}}{[1 + 2^{1/2} (a_3/a_1^2) (\xi_1/R_L)]^{1/2}},$$

$$V_{s1} = \left(\frac{3}{8a_1^2}\right)^{1/2} \left(\frac{I_a \tau}{l_0}\right)^{1/2}, \quad (14)$$

$$\rho = \rho_1 \left(1 + 2^{5/2} \frac{a_3 \xi_1}{a_1^2 R_L}\right)^{1/2}, \quad \rho_1 = \frac{2a_1}{\pi^{1/2}} \left(\frac{l_0^3}{I_a \tau^3}\right)^{1/2}, \quad (15)$$

$$p = \frac{p_1}{[1 + 2^{-3/2} (a_3/a_1^2) (\xi_1/R_L)]^{1/2}},$$

$$p_1 = \frac{3}{4\pi^{1/2} a_1} \left(\frac{I_a l_0}{\tau}\right)^{1/2}, \quad (16)$$

где индексы 1 и 3 относятся соответственно к решениям для плоского и сферического разлета;

$$a_1 = \left[\frac{3(3\gamma - 1)}{16(\gamma - 1)}\right]^{1/2}, \quad a_3 = \left[\frac{3(9\gamma - 7)}{16(\gamma - 1)}\right]^{1/2}. \quad (17)$$

В предельных случаях малых и больших параметров неоднородности  $\xi_1/R_L$  формулы (7)–(11) и (12)–(16) дают точные автомодельные решения соответственно для плоского ( $\xi_1/R_L \ll 1$ ) и сферического ( $\xi_1/R_L \gg 1$ ) разлета. Важно отметить, что в случае обратного тормозного



поглощения абляционная плотность при плоском разлете не зависит ни от интенсивности, ни от длительности лазерного импульса. Она определяется лишь критической плотностью плазмы и поэтому зависит только от длины волны лазерного излучения  $\lambda$  (уменьшается как  $\lambda^{-2}$ ). Действительно, при плоском разлете плотность факела определяется только плотностью вещества на границе испарения, которая при обратном тормозном механизме поглощения задана и равна критической плотности плазмы. При переходе к сферическому разлету плотность и давление уменьшаются с ростом параметра неоднородности как  $(\xi_1/R_L)^{-2}$  за счет увеличения объема плазменного факела.

В случае резонансного поглощения поверхностная масса плоского факела определяется только удельной длиной замедления быстрого электрона  $l_0$  и растет как квадрат его энергии, которая, как будет видно ниже, увеличивается с ростом интенсивности и длины волны лазерного излучения. При заданной поверхностной массе плотность вещества при плоском разлете факела падает с ростом длины факела как  $\xi_1^{-1}$ . При переходе к сферическому разлету плотность факела при резонансном поглощении падает с ростом параметра неоднородности как  $(\xi_1/R_L)^{-1/2}$ , т. е. значительно медленнее, чем в случае обратного тормозного поглощения. Это 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 уменьшению плотности за счет увеличения объема факела.

### 3.2. Модель генерации ударной волны и образования кратера

При кратковременном воздействии лазерного импульса параметры плазменного факела на поверхности мишени определяют начальные параметры ударной волны, распространяющейся в последующие моменты времени в глубь мишени и приводящей к образованию кратера. Передача энергии от факела (разлет которого может быть либо плоским, либо сферическим) ударной волне происходит на начальной стадии ее распространения, когда волна является плоской.

Соотношения между параметрами вещества по обе стороны границы испарения находятся из уравнений непрерывности массы, импульса и энергии, а также из условия Жуге на границе испарения [9]. Согласно [9] соотношение между давлением за фронтом ударной волны  $p_0$  и давлением в плазменном факеле  $p$  имеет вид

$$p_0 = (\gamma + 1)p. \quad (18)$$

Тогда в приближении сильной ударной волны начальная скорость волны  $D_0$  выражается через абляционное давление хорошо известной формулой [5]

$$D_0 = \left[ \frac{(\gamma_s + 1)(\gamma + 1)p}{2\rho_0} \right]^{1/2}, \quad (19)$$

а плотность потока энергии, передаваемой ударной волне,

$$I_s \equiv D_0 \rho_0 \left( w + \frac{u^2}{2} \right) = \left[ \frac{2(\gamma + 1)^3}{\gamma_s + 1} \right]^{1/2} \frac{p^{3/2}}{\rho_0^{1/2}},$$

где  $w$  и  $u$  – соответственно удельная внутренняя энергия и скорость вещества за фронтом волны;  $\gamma_s$  – постоянная адиабаты вещества мишени в твердом состоянии.

Отсюда, используя решение (2)–(4), для эффективности абляционного нагружения  $\sigma = I_s/I_a$  легко получить следующие аппроксимационные формулы соответственно в случаях обратного тормозного и резонансного механизмов поглощения лазерного излучения:

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{\sigma_1}{1 + (a_1^7 a_3^2)^{-1/3} \xi_1/R_L}, \\ \sigma_1 &= \left( \frac{6}{\pi} \right)^{3/4} \left[ \frac{(\gamma + 1)^3}{\gamma_s + 1} \right]^{1/2} \frac{\gamma - 1}{3\gamma - 1} \left( \frac{\rho_{cr}}{\rho_0} \right)^{1/2}, \quad (20) \\ \sigma &= \sigma_1 \left( 1 + 2^{5/2} a_1^6 a_3 \frac{\xi_1}{R_L} \right)^{1/4}, \\ \sigma_1 &= \left[ \frac{2(\gamma + 1)^3}{\gamma_s + 1} \right]^{1/2} \left( \frac{3}{\pi} \frac{\gamma - 1}{3\gamma - 1} \right)^{3/4} \left( \frac{l_0^3}{I_a \tau^3 \rho_0^2} \right)^{1/4}. \quad (21) \end{aligned}$$

Эффективность абляционного нагружения зависит только от отношения плотности плазменного факела на абляционной поверхности к начальной плотности мишени:  $\sigma \propto (\rho/\rho_0)^{1/2}$  [1]. Поэтому в случае обратного тормозного поглощения при плоском разлете факела ( $\xi_1/R_L \ll 1$ ), когда абляционная плотность представляет собой критическую плотность плазмы, величина  $\sigma \propto \lambda^{-1} \rho_0^{-1/2}$ , т. е. достаточно быстро растет с уменьшением длины волны лазерного излучения [1]. По мере усиления влияния эффектов двумерного разлета с ростом параметра неоднородности  $\xi_1/R_L$  эффективность абляционного нагружения падает по сравнению с эффективностью в одномерном случае за счет уменьшения абляционной плотности. Как было показано выше, при резонансном поглощении абляционная плотность факела уменьшается с ростом параметра неоднородности значительно медленнее, чем в случае обратного тормозного поглощения. В связи с этим влияние двумерных эффектов разлета факела на абляционное нагружение при резонансном поглощении оказывается менее сильным, чем при обратном тормозном.

Интегральная степень разрушения вещества мишени находится в соответствии с энергетическими затратами, необходимыми для фазового перехода за фронтом ударной волны, поэтому для легких металлов объем кратера определяется соотношением [1]

$$\Omega_c = \frac{\sigma K_{ab} E_L}{\alpha w_0 \rho_0}, \quad (22)$$

в котором  $w_0$  – удельная энергия, необходимая для испарения единицы массы вещества, а параметр  $\alpha$  учитывает соотношение между тепловой и кинетической энергиями на ударной адиабате данного вещества. В расчетах будем приближенно полагать, что в течение всего процесса распространения ударная волна остается сильной и тепловая и кинетическая энергии за ее фронтом примерно равны, что соответствует  $\alpha = 2$ . Кроме того, воспользуемся результатами численных расчетов [10], согласно которым для алюминия хорошее согласие с экспериментом достигается при энергии  $w$ , соответствующей критической температуре испарения  $T_*$ . Для алюминия  $T_* \simeq 0.4$  эВ и, следовательно,  $w_0 \simeq 10^3$  Дж/г. Таким

образом, использование полученных выше решений (20) и (21) для эффективности абляционного нагружения дает возможность определить эффективность поглощения лазерного излучения в мишени по измеренному в эксперименте объему кратера.

Для детального описания свойств ударной волны и параметров кратера рассмотрим динамическую картину распространения ударной волны. К моменту окончания лазерного импульса ударной волной оказывается охвачена цилиндрическая область вещества с высотой

$$H_0 = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} D_0 \tau \quad (23)$$

и основанием, представляющим собой круговую область воздействия на мишень давления плазменного факела. Радиус области воздействия  $R_0$  является радиусом лазерного пучка, увеличенным за счет теплового разлета испаряемого вещества. Для дальнейших приближенных вычислений в качестве  $R_0$  будем использовать максимальное значение двух величин – радиуса лазерного пучка и размера плазменного факела:

$$R_0 = \max(R_L, \xi). \quad (24)$$

После окончания лазерного импульса в глубь мишени распространяется затухающая ударная волна. Основной причиной затухания является передача энергии новым порциям вещества мишени при распространении волны. Кроме того, дополнительное ослабление ударной волны происходит за счет разгрузки вещества, обусловленной наличием свободной поверхности. Последний фактор приводит к снижению скорости распространения фронта в «хвосте» волны (вблизи поверхности мишени) по сравнению со скоростью в «голове» волны и является причиной различия скоростей распространения ударной волны в продольном и поперечном (по отношению к оси лазерного пучка) направлениях.

Как показывают численные и автомоделные решения задачи о распространении ударной волны при кратковременном точечном взрыве на поверхности вещества [5], волна разгрузки приводит к перераспределению энергии в головной и периферийной частях ударной волны при незначительной общей потере энергии за счет разгрузки вещества на границе среды. При этом отношение  $D_t/D_1$  средних скоростей распространения фронта волны в поперечном ( $D_t$ ) и продольном ( $D_1$ ) направлениях зависит от показателя адиабаты вещества, оставаясь, однако, вблизи значения  $\sim 0.5$ .

Понятно, что при распределенном воздействии давления на поверхность мишени влияние волны разгрузки на динамику ударной волны будет больше, чем при точечном взрыве, и отношение скоростей  $D_t/D_1$  будет тем меньше 0.5, чем больше размер области воздействия  $R_0$  характерного размера  $L$  области, охваченной ударной волной. В нулевом приближении естественно сопоставить такой характерный размер с глубиной распространения в мишени плоской ударной волны, движущейся вдоль цилиндрической области с радиусом области воздействия  $R_0$ :

$$L = H_0 \frac{p_0}{p_m}, \quad (25)$$

где  $p_0$  – начальное давление за фронтом ударной волны (см. (18));

$$p_m = (\gamma_s - 1) \alpha w_0 \rho_0. \quad (26)$$

На основании сказанного выше выберем скейлинг для отношения скоростей  $d = D_t/D_1$  в виде

$$d = 0.5 \left( 1 + \frac{R_0}{L} \right)^{-1}. \quad (27)$$

Этот скейлинг дает правильные результаты в обоих предельных случаях:  $D_t/D_1 \rightarrow 0.5$  при  $R_0/L \rightarrow 0$  (точечный удар) и  $D_t/D_1 \rightarrow 0$  при  $R_0/L \rightarrow \infty$ , что соответствует плоской ударной волне. Но самое важное то, что этот скейлинг, как будет показано ниже, хорошо согласуется с результатами экспериментов. Скейлинг (27) позволяет связать конечный радиус области распространения ударной волны в боковом направлении  $R_c$  и конечную глубину распространения волны в продольном направлении  $H_c$  соотношением

$$R_c = R_0 \left( 1 + d \frac{H_c}{R_0} \right) \quad (28)$$

и построить на основе этого простые приближенные решения для параметров ударной волны и кратера.

Будем полагать, что область вещества, охваченного ударной волной, заключена внутри цилиндрической поверхности, радиус основания которой выбирается равным конечному радиусу бокового фронта  $R_c$ , а передний фронт волны (круговая поверхность торца цилиндра) движется в глубь мишени со скоростью

$$D_1 \equiv \frac{dH}{dt} = D_0 \left( \frac{H_0}{H} \right)^{1/2} \left( 1 + d \frac{H_c}{R_0} \right)^{-1}, \quad (29)$$

где  $H$  – глубина распространения ударной волны. При этом конечные глубина  $H_c$  и радиус  $R_c$  области, в которой распространяется ударная волна в мишени (глубина и радиус кратера), связаны с начальной глубиной распространения ударной волны  $H_0$  и радиусом области воздействия  $R_0$  очевидным соотношением:

$$\frac{p_0}{p_m} = \frac{H_c}{H_0} \left( \frac{R_c}{R_0} \right)^2. \quad (30)$$

Используя (28), из (30) получаем для определения глубины кратера уравнение

$$\frac{p_0}{p_m} = \frac{H_c}{H_0} \left( 1 + d \frac{H_c}{R_0} \right)^2, \quad (31)$$

а интегрируя (29), находим время распространения ударной волны до затухания

$$t_s = \frac{2 H_0}{3 D_0} \left( \frac{H_c}{H_0} \right)^{3/2} \left( 1 + \frac{3}{5} d \frac{H_c}{R_0} \right), \quad (32)$$

где  $H_c$  – решение уравнения (31).

## 4. Теоретические расчеты и обсуждение результатов

### 4.1. Плазменный факел

Прежде всего запишем формулы для параметров плазменного факела в виде явных зависимостей от параметров задачи – параметров лазерного импульса и мишени. С этой целью определим константы и параметры, входящие в полученные выше решения. Выбирая в качестве вещества мишени алюминий, имеем  $\rho_0 = 2.7 \text{ г/см}^3$ ,  $A = 26$ , а полагая далее, что вещество факела полностью ионизовано, получаем  $Z = 13$ ,  $A/Z = 2$ ,  $\gamma = 5/3$ . Будем считать, что показатель адиабаты в твердом алюминии  $\gamma_s = 5/2$  [5], а параметр  $\alpha = 2$ . Наконец, в качестве формулы для энергии быстрого электрона в диапазоне интенсивностей, используемых в эксперименте, выберем скейлинг работы [7]:

$$E_f = 1.2(I\lambda^2)^{1/2}, \quad (33)$$

где  $I$  измеряется в  $10^{14} \text{ Вт/см}^2$ ,  $\lambda$  – в мкм, а  $E_f$  – в кэВ. Используя приведенные выше значения констант и параметров, получаем следующие формулы для расчета параметров плазменного факела и ударной волны: в случае обратного тормозного поглощения

$$\xi = 8.2 \times 10^{-2} K_{ab}^{1/3} I^{1/3} \lambda^{2/3} \tau, \quad (34)$$

$$m_t = 4.8 \times 10^{-4} K_{ab}^{1/3} I^{1/3} \lambda^{-4/3} R_L^2 \tau, \quad (35)$$

$$V_s = 4.1 \times 10^7 K_{ab}^{1/3} I^{1/3} \lambda^{2/3}, \quad (36)$$

$$\rho = 2.5 \times 10^{-3} \left[ \lambda \left( 1 + 5.85 \times 10^{-2} \frac{K_{ab}^{1/3} I^{1/3} \lambda^{2/3} \tau}{R_L} \right) \right]^{-2}, \quad (37)$$

$$p = 1.35 \times 10^{13} K_{ab}^{2/3} I^{2/3} \times \left[ \lambda^{1/3} \left( 1 + 7.4 \times 10^{-2} \frac{K_{ab}^{1/3} I^{1/3} \lambda^{2/3} \tau}{R_L} \right) \right]^{-2}, \quad (38)$$

$$\sigma = 1.9 \times 10^{-2} \left[ \lambda \left( 1 + 5.23 \times 10^{-2} \frac{K_{ab}^{1/3} I^{1/3} \lambda^{2/3} \tau}{R_L} \right) \right]^{-1}, \quad (39)$$

в случае резонансного поглощения

$$\xi = 0.86 K_{ab}^{1/2} \tau^{3/2} \left[ \lambda^2 \left( 1 + 0.8 \frac{K_{ab}^{1/2} \tau^{3/2}}{\lambda R_L} \right) \right]^{-1/2}, \quad (40)$$

$$m_t = 1.6 \times 10^{-6} I \lambda^2 \rho_0 R_L^2 \left( 1 + 0.8 \frac{K_{ab}^{1/2} \tau^{3/2}}{\lambda R_L} \right), \quad (41)$$

$$V_s = 5 \times 10^8 K_{ab}^{1/2} \tau^{1/2} \left[ \lambda^2 \left( 1 + 1.6 \frac{K_{ab}^{1/2} \tau^{3/2}}{\lambda R_L} \right) \right]^{-1/2}, \quad (42)$$

$$\rho = 1.9 \times 10^{-6} \frac{I \lambda^3}{K_{ab}^{1/2} \tau^{3/2}} \left( 1 + 6.5 \frac{K_{ab}^{1/2} \tau^{3/2}}{\lambda R_L} \right)^{1/2}, \quad (43)$$

$$p = 5.4 \times 10^{11} \frac{I \lambda K_{ab}^{1/2}}{\tau^{1/2}} \left( 1 + 0.47 \frac{K_{ab}^{1/2} \tau^{3/2}}{\lambda R_L} \right)^{-1/2}, \quad (44)$$

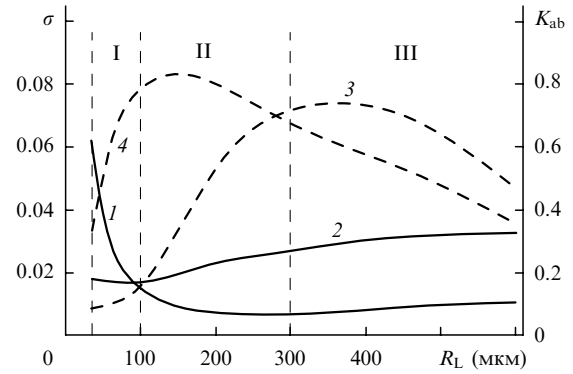


Рис.8. Зависимости от радиуса лазерного пучка  $R_L$  эффективности абляционного нагружения  $\sigma$  (сплошные кривые) и коэффициента поглощения лазерного излучения  $K_{ab}$  (штриховые кривые) для первой ( $\lambda_1 = 1.315 \text{ мкм}$ ; 1, 3) и третьей ( $\lambda_3 = 0.438 \text{ мкм}$ ; 2, 4) гармоник лазерного излучения. Области I, II и III – см. текст.

$$\sigma = 6.5 \times 10^{-4} \frac{I^{1/2} \lambda^{3/2}}{K_{ab}^{1/4} \tau^{3/4}} \left( 1 + 9.8 \frac{K_{ab}^{1/2} \tau^{3/2}}{\lambda R_L} \right)^{1/4}. \quad (45)$$

В этих формулах  $I$  измеряется в  $10^{14} \text{ Вт/см}^2$ ,  $R_L$  – в см,  $\tau$  – в нс,  $\lambda$  – в мкм,  $\xi$  – в см,  $m_t$  – в г,  $V_s$  – в см/с,  $\rho$  и  $\rho_0$  – в  $\text{г/см}^3$ ,  $p$  – в  $\text{эрг/см}^3$ .

Расчет параметров плазменного факела в рамках описанной выше модели для условий обсуждаемых экспериментов был выполнен следующим образом. Для экспериментов с параметром  $I \lambda^2 \leq 10^{14} \text{ Вт·мкм}^2 \cdot \text{см}^{-2}$  (эксперименты F<sub>3</sub>, F<sub>4</sub>, T<sub>2</sub>, T<sub>3</sub>, T<sub>4</sub>) использовались формулы (34)–(39), соответствующие обратному тормозному поглощению, для экспериментов с параметром  $I \lambda^2 \geq 10^{14} \text{ Вт·мкм}^2 \cdot \text{см}^{-2}$  (эксперименты F<sub>1</sub>, F<sub>2</sub>, T<sub>1</sub>) – формулы (40)–(45), отвечающие резонансному поглощению.

Прежде всего по формуле (22) при подстановке в нее экспериментальных значений объема кратера и выражений (39) или (45) для эффективности абляционного нагружения были определены коэффициенты поглощения лазерного излучения  $K_{ab}$ . После этого, используя полученные значения  $K_{ab}$ , были рассчитаны эффективность абляционного нагружения  $\sigma$  по формуле (39) или (45) и параметры плазменного факела по формулам (34)–(38) или (32)–(44).

Результаты расчетов представлены на рис.8 – 10 в виде зависимостей от радиуса лазерного пучка коэффици-

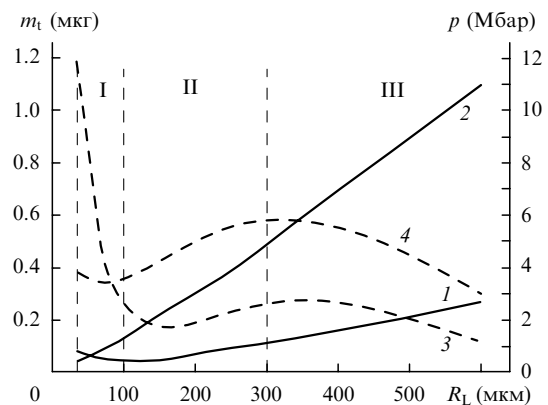


Рис.9. Зависимости от радиуса лазерного пучка  $R_L$  полной массы плазменного факела  $m_t$  (сплошные кривые) и абляционного давления  $p$  (штриховые кривые) для первой ( $\lambda_1 = 1.315 \text{ мкм}$ ; 1, 3) и третьей ( $\lambda_3 = 0.438 \text{ мкм}$ ; 2, 4) гармоник лазерного излучения.

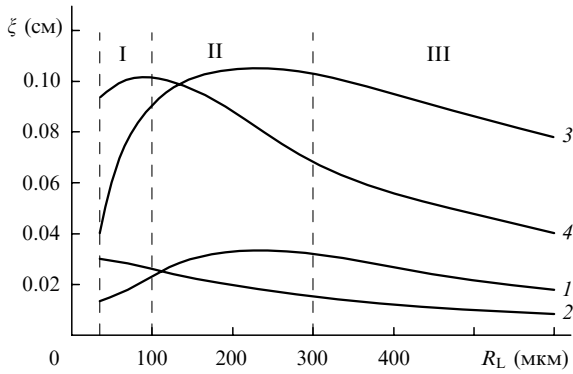


Рис.10. Зависимости от радиуса лазерного пучка  $R_L$  размера плазменного факела  $\xi$  в момент окончания лазерного импульса (1, 2) и в момент первого интерферометрического измерения (3, 4) для первой (1, 3) и третьей (2, 4) гармоник.

ента поглощения лазерного излучения и эффективности абляционного нагружения (рис.8), давления и массы факела (рис.9), размера плазменного факела в момент окончания лазерного импульса и в момент  $\Delta t = 3$  нс первого интерферометрического измерения (рис.10).

Области I, II, III на рис.8 – 10 соответствуют разным диапазонам изменения радиуса лазерного пучка. Радиус действия давления плазменного факела на мишень (см. формулу (24)) и полная эффективность передачи энергии в ударную волну  $K_{ab}\sigma$  приведены в табл.2. (При энергии лазерного импульса 100 Дж величина  $K_{ab}\sigma$ , выраженная в процентах, численно равна начальной энергии ударной волны в джоулях.)

В областях параметров лазерного импульса, отвечающих обратному тормозному поглощению (на рис.8 – 10 – это область III для излучения первой гармоники и области II и III для излучения третьей гармоники) коэффициент поглощения (рис.8) для обеих гармоник растет с уменьшением радиуса пучка (с ростом интенсивности лазерного излучения). При смене механизма поглощения на резонансный начинается весьма резкое уменьшение коэффициента поглощения с уменьшением радиуса пучка (с ростом интенсивности лазерного излучения). Расчетные максимальные значения коэффициента поглощения составляют около 80 % для третьей гармоники при  $R_L \approx$

130 мкм и около 70 % для первой гармоники при  $R_L \approx 370$  мкм.

Полученные зависимости эффективности поглощения согласуются с хорошо известными, обоснованными как экспериментально, так и теоретически данными, в соответствии с которыми коэффициент поглощения при обратном тормозном поглощении растет с увеличением параметра  $I\lambda^2$ , а при резонансном механизме поглощения наоборот – падает с ростом  $I\lambda^2$ , по крайней мере, до значений  $\sim 10^{17}$  Вт·мкм<sup>2</sup>·см<sup>-2</sup>. Сам же переход от одного механизма поглощения к другому происходит при  $I\lambda^2 \sim 10^{15}$  Вт·мкм<sup>2</sup>·см<sup>-2</sup> (см., напр., [11]).

Эффективность абляционного нагружения в областях обратного тормозного поглощения монотонно падает с уменьшением радиуса лазерного пучка, что является следствием уменьшения абляционной плотности плазменного факела при переходе от плоского разлета факела к сферическому. При этом в области III, где обратное тормозное поглощение имеет место для обеих гармоник излучения, эффективность передачи энергии в ударную волну при воздействии излучения третьей гармоники примерно в три раза выше, чем при воздействии первой гармоники, за счет более высокой критической плотности плазмы  $\rho_{cr} \propto \lambda^{-2}$ .

При уменьшении радиуса лазерного пучка и возрастании вклада резонансного механизма поглощения эффект увеличения абляционной плотности за счет переноса энергии быстрыми электронами в плотные области плазмы начинает конкурировать с эффектом уменьшения плотности за счет сферического разлета. При этом, если в случае третьей гармоники конкуренция этих эффектов приводит фактически лишь к их компенсации при минимальном радиусе  $R_L \approx 35$  мкм, в случае первой гармоники эффект увеличения абляционной плотности факела начинает преобладать над эффектом уменьшения плотности уже при  $R_L \approx 150 - 200$  мкм. Это связано с тем, что при одной и той же интенсивности излучения (при одном и том же радиусе пучка) пробег быстрого электрона растет с ростом длины волны лазерного излучения как  $\lambda^2$  (см. формулы (6) и (33)).

В результате для первой гармоники излучения в области резонансного поглощения эффективность абляционного нагружения  $\sigma$  не только перестает уменьшаться с

Табл.2.

Номер эксперимента	Условия экспериментов		Размеры кратера и факела					Расчетные параметры								
	$R_L$ (мкм)	$H_c$ (мкм)	$R_c$ (мкм)	$\xi$ (мкм)	$R_0$ (мкм)	$\chi_1$	$\chi_2$	$\eta$ (%)	$E_s$ (Дж)	$p_0$ (Мбар)	$D_0$ (10 <sup>6</sup> см/с)	$d$	$H_0$ (мкм)	$H_c$ (мкм)	$R_c$ (мкм)	$t$ (нс)
T <sub>1</sub>	35	500	475	300	300	0.58	0.35	0.65	0.65	10.6	2.6	0.33	4.5	408	450	171
T <sub>2</sub>	100	600	530	260	260	1.1	0.46	1.1	1.1	9.6	2.5	0.37	4.3	351	390	151
T <sub>3</sub>	300	700	600	150	300	0.98	0.42	1.6	1.6	15.5	3.1	0.38	5.4	500	500	198
T <sub>4</sub>	600	280	700	86	600	0.16	0.35	1.2	1.2	8.5	2.3	0.3	4	410	700	179
F <sub>1</sub>	35	400	330	125	125	1.64	0.5	0.45	0.45	32	4.5	0.48	7.8	470	350	154
F <sub>2</sub>	100	340	280	230	230	0.22	0.15	0.23	0.23	6.7	2.1	0.22	3.6	281	300	97
F <sub>3</sub>	300	480	400	310	310	0.33	0.18	0.58	0.58	7.5	2.2	0.2	3.8	370	340	71
F <sub>4</sub>	600	160	630	180	600	0.05	0.18	0.5	0.5	3.2	1.6	0.23	2.5	150	610	57

Примечания: для всех экспериментов энергия лазера  $E_L = 100$  Дж, в экспериментах T<sub>1</sub> – T<sub>4</sub> используется излучение третьей гармоники ( $\lambda_3 = 0.438$  мкм), а в экспериментах F<sub>1</sub> – F<sub>4</sub> – первой ( $\lambda_1 = 1.315$  мкм);  $R_L$  – радиус пятна фокусировки лазера на мишени;  $R_c$  и  $H_c$  – радиус и глубина кратера;  $\xi$  – характерный размер плазменного факела;  $R_0 = \max(R_L, \xi)$  – радиус области действия давления;  $\chi_1 = (R_c - R_0)/R_0$  и  $\chi_2 = (R_c - R_0)/H_c$  – геометрические пропорции кратера;  $\eta = \sigma K_{ab}$  – эффективность лазерного нагружения (доля лазерной энергии, переданной ударной волне);  $E_s$  – энергия, переданная ударной волне;  $p_0$  и  $D_0$  – начальные давление и скорость ударной волны;  $d = D_1/D_0$  – отношение скоростей фронта ударной волны в поперечном и продольном направлениях;  $H_0$  – глубина распространения ударной волны за время действия лазерного импульса;  $t_s$  – время затухания ударной волны (время образования кратера).

уменьшением радиуса, но и начинает достаточно быстро расти, достигая при минимальном радиусе  $R_L \approx 35$  мкм значения  $\sim 6.2\%$ , что почти в четыре раза превышает эффективность абляционного нагружения для третьей гармоники. Поскольку коэффициент поглощения лазерного излучения  $K_{ab}$  определялся по экспериментальным значениям объема кратера, понятно, что эффективность преобразования энергии лазерного излучения в энергию ударной волны  $K_{ab\sigma}$  (табл.2), которую можно назвать эффективностью лазерного нагружения, зависит от параметров лазерного импульса так же, как объем (масса) кратера (табл.1 и 2). При воздействии излучения первой гармоники эффективность лазерного нагружения меняется в пределах  $0.2\% - 0.5\%$  (соответственно энергия ударной волны – в пределах  $0.2 - 0.5$  Дж). При переходе к третьей гармонике эффективность лазерного нагружения и энергия ударной волны возрастают более чем в три раза: пределы изменения этих величин составляют соответственно  $0.6\% - 1.6\%$  и  $0.6 - 1.6$  Дж.

Зависимость давления от радиуса лазерного пучка имеет ярко выраженный немонотонный характер (рис.9). В области обратного тормозного поглощения и плоского разлета (область III) давление растет с уменьшением радиуса лазерного пучка за счет увеличения интенсивности греющего излучения. При этом давление для третьей гармоники почти в два раза выше, чем для первой. Давление плоского факела при обратном тормозном поглощении растет с ростом интенсивности и уменьшением длины волны соответственно как  $I^{2/3}$  и  $\lambda^{-2/3}$  (см. формулу (38)). Плотность в этой области близка к критической, а температура (квадрат скорости) растет как  $I^{2/3}$ .

При дальнейшем уменьшении радиуса (область II) возрастание роли двумерности разлета факела приводит сначала к замедлению роста давления, а потом и к уменьшению давления. Наконец, в области I эффект увеличения абляционной плотности за счет переноса энергии быстрыми электронами приводит к очередной смене характера зависимости давления от радиуса пучка: давление снова начинает расти с уменьшением радиуса пучка. При этом рост плотности за счет прогрева быстрыми электронами оказывается настолько большим, что давление растет с уменьшением радиуса, несмотря на значительное уменьшение поглощенной энергии.

Особенно быстрый рост давления наблюдается для первой гармоники лазерного излучения и происходит по той же причине, что и рост эффективности абляционного нагружения в тех же условиях. При минимальном радиусе  $R_L \approx 35$  мкм давление факела при воздействии излучения первой гармоникой достигает  $\sim 12$  Мбар, что примерно в четыре раза больше, чем при воздействии излучения третьей гармоники.

Масса факела  $m_f$  при обратном тормозном поглощении монотонно уменьшается с уменьшением радиуса пучка как  $R_L^{-4/3}$  (см. формулу (35), в которой при заданной энергии лазера  $I \propto R_L^{-2/3}$ ). При этом масса факела для излучения третьей гармоники превышает массу факела для первой гармоники в соответствии с зависимостью  $m_f \propto \lambda^{-4/3}$  (см. формулу (35)). Такой характер зависимостей имеет место вплоть до  $R_L \approx 100$  мкм, пока испарение вещества в значительной степени не начинает определяться нагревом мишени быстрыми электронами. В то время как для третьей гармоники резонансное поглощение приводит лишь к замедлению скорости уменьшения массы факела с уменьшением радиуса, для первой

гармоники характер зависимости меняется на противоположный: в области  $R_L < 100$  мкм масса факела растет с уменьшением радиуса лазерного пучка. В результате при минимальном радиусе  $R_L \approx 35$  мкм масса факела для первой гармоники становится даже больше (примерно в 1.7 раза) массы факела для третьей гармоники.

Размер факела (рис.10) в области обратного тормозного поглощения растет с уменьшением радиуса в соответствии с ростом скорости разлета вещества при увеличении интенсивности лазерного излучения:  $V_s \propto I^{1/3}$ . В области резонансного поглощения размер факела начинает уменьшаться при уменьшении радиуса лазерного пучка  $R_L$  (особенно сильно – для первой гармоники). Это обусловлено тем, что для обеих гармоник излучения с уменьшением  $R_L$  в области резонансного поглощения уменьшается скорость разлета за счет уменьшения коэффициента поглощения, а в случае первой гармоники при уменьшении  $R_L$  от 100 до 35 мкм увеличивается еще и масса факела.

Обратим внимание на соотношение размера плазменного факела и радиуса лазерного пучка. Для первой гармоники излучения только в эксперименте F<sub>4</sub> максимальный радиус пучка превышает размер факела, причем это превышение значительно: 600 мкм против 180 мкм. Однако уже для эксперимента F<sub>3</sub> при  $R_L = 300$  мкм размер факела становится практически равным радиусу пучка, а при дальнейшем уменьшении радиуса пучка в эксперименте F<sub>2</sub>, и особенно F<sub>1</sub>, размер факела оказывается значительно больше радиуса пучка.

Таким образом, в случае первой гармоники разлет плазменного факела имеет двумерный характер при  $R_L \leq 300$  мкм. При этих радиусах пучка размер области воздействия плазменного факела определяется размером самого факела, а при  $R_L \geq 300$  мкм – радиусом пучка (табл.2). Для третьей гармоники разлет плазменного факела становится двумерным, начиная с меньших радиусов лазерного пучка: размер факела превышает радиус пучка только в экспериментах T<sub>1</sub> и T<sub>2</sub> при  $R_L = 35$  и 100 мкм соответственно. Для этих экспериментов размер области воздействия факела определяется размером последнего. Для экспериментов T<sub>3</sub> и T<sub>4</sub> размер области воздействия является радиусом лазерного пучка, который в условиях этих экспериментов значительно превышает размер факела (табл.2).

Теоретические и экспериментальные результаты, описывающие состояние плазмы испаренного вещества мишени, могут быть сопоставлены по двум аспектам, а именно по данным, относящимся к массе и размеру плазмы. Оценки массы испаренного вещества по модели плазменного факела находятся в том же диапазоне ( $10^{-7} - 10^{-6}$  г), что и ее оценки по результатам интерферометрических измерений полного числа электронов (табл.1). Модель правильно передает характер изменения экспериментальных значений массы факела при изменении радиуса лазерного пучка: для третьей гармоники масса факела уменьшается при уменьшении радиуса во всем диапазоне его изменения – от 600 до 35 мкм, для первой гармоники масса факела уменьшается при переходе от радиуса 600 мкм к радиусу 300 мкм и затем к радиусу 100 мкм, но потом возрастает при переходе к радиусу 35 мкм.

Диапазон изменения размера факела в момент первого интерферометрического измерения, который дает модель при изменении радиуса пучка от 600 до 35 мкм, близок к диапазону изменения продольного размера фа-

кела в экспериментах (табл.1 и 2) и составляет 500–1500 мкм. Уменьшение расчетного размера факела с уменьшением радиуса лазерного пучка в области его малых значений ( $R_L < 100$  мкм) правильно передает эффект «прижатости» факела к поверхности мишени, который явно демонстрируют интерференционные картины, полученные в экспериментах с минимальным радиусом лазерного пучка  $R_L = 35$  мкм, и их сравнение с интерференционными картинами при больших радиусах лазерного пучка (рис.4 и 5). В хорошем согласии с данными эксперимента находятся и расчетные значения скорости разлета вещества, составляющие  $(3 - 7) \times 10^7$  см/с. Приведенные выше факты свидетельствуют о том, что интерферометрические измерения отвечают плазме вещества, испаренного за время действия лазерного импульса.

Особенности изменения зависимостей массы факела и массы кратера от радиуса лазерного пучка, а также «прижатость» факела к поверхности мишени, обнаруженные в эксперименте при облучении мишени излучением первой гармоники при высоких интенсивностях ( $I > 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>), объясняются и описываются теоретически в рамках предположения о доминирующей роли резонансного механизма поглощения и переноса энергии быстрыми электронами. Это дает основание рассматривать результаты данных экспериментов как свидетельство правильности теоретических предсказаний работ [6, 7] о возможности получения высокого абляционного давления при облучении мишени относительно длинноволновым лазерным излучением за счет переноса энергии быстрыми электронами в плотные слои плазмы.

#### 4.2. Ударная волна и кратер

Условия экспериментов допускают нахождение простых приближенных решений уравнений динамики ударной волны (29)–(32) для описания размеров кратера. Действительно, во всех экспериментах, кроме эксперимента F<sub>1</sub> (первая гармоника излучения и минимальный радиус пучка  $R_L = 35$  мкм), неоднородный характер распространения ударной волны выражен относительно слабо – расстояние, на которое распространяется фронт волны в поперечном направлении порядка или меньше радиуса области действия давления (табл.2), т. е. выполняется условие

$$\frac{R_c - R_0}{R_0} = d \frac{H_c}{R_0} \ll 1. \quad (46)$$

В эксперименте F<sub>1</sub>, наоборот, неоднородный характер распространения волны выражен сильно – размер фронта волны в поперечном направлении значительно превышает радиус области действия давления. При выполнении (46) приближенное решение уравнения (31) для глубины кратера сводится к решению квадратного уравнения

$$H_c \approx \frac{R_0}{4d} \left[ \left( 8d \frac{H_0}{R_0} \frac{p_0}{p_m} + 1 \right)^{1/2} - 1 \right]. \quad (47)$$

При малых скоростях бокового распространения фронта ( $d \ll 1$ ) решение (47) и выражение (32) для времени затухания ударной волны переходят в решения для плоской волны:

$$H_c \approx \frac{p_0}{p_m} H_0, \quad t_s \approx \frac{2}{3} \frac{H_0}{D_0} \left( \frac{p_0}{p_m} \right)^{3/2}. \quad (48)$$

Итак, в условиях экспериментов T<sub>1</sub>, T<sub>2</sub> и T<sub>3</sub>, когда  $\chi_1 = (R_c - R_0)/R_0 \leq 1$  (табл.2), расчет глубины кратера может быть выполнен по формуле (47) для квазиодномерной волны, а времени затухания волны – по формуле (32); в условиях экспериментов T<sub>4</sub>, F<sub>2</sub>, F<sub>3</sub> и F<sub>4</sub>, когда  $\chi_1 \ll 1$ , для расчета можно использовать более простые формулы (48) для плоской волны.

В случае существенно неоднородной волны, когда параметр  $\chi_1 \gg 1$  (эксперимент F<sub>1</sub>), приближенное решение уравнения (31) для глубины кратера имеет вид

$$H_c \approx \frac{R_0}{d} \left( d \frac{H_0}{R_0} \frac{p_0}{p_m} \right)^{1/3}, \quad (49)$$

а для времени образования кратера согласно (49) и (32) получаем выражение

$$t_s = \frac{2}{3} d^{5/6} \frac{R_0}{D_0} \left( \frac{H_0}{R_0} \right)^{1/3} \left( \frac{p_0}{p_m} \right)^{5/6}. \quad (50)$$

Радиус кратера связан с его глубиной формулой (28).

В табл.2 представлены параметры ударных волн и кратеров, рассчитанные по формулам (18), (23)–(28), (32), (47)–(50) с использованием значений давления плазменного факела и радиуса области его действия, определенных в п.4.1: начальные давление и скорость ударной волны, отношение средних скоростей распространения фронта волны в поперечном и продольном направлениях, глубина распространения ударной волны за время действия лазерного импульса, глубина, радиус и время образования кратера. В табл.2 приведены также экспериментальные значения глубины и радиуса кратера и параметр  $\chi_2 = (R_c - R_0)/H_c$  – отношение расстояний, на которые распространяется ударная волна в поперечном и продольном направлениях.

Прежде всего отметим хорошее согласие расчетных значений глубины и радиуса кратера с экспериментальными данными. Тот факт, что теоретическая модель, построенная в приближении однородного распределения интенсивности по сечению пучка, описывает результаты экспериментов, выполненных при облучении мишени широкими лазерными пучками ( $R_L > 300$  мкм), объясняется, по-видимому, характером распределения неоднородности интенсивности по пучку. Действительно, формы кратера в экспериментах с  $R_L = 600$  мкм (рис.2) показывают, что область сечения пучка с пониженной интенсивностью излучения находится в центральной части пучка. Радиус этой области изменяется от нуля до 200–250 мкм. Это означает, что отношение площади этой области ко всей площади поперечного сечения пучка и, следовательно, неточность в определении средней интенсивности возмущающего излучения, используемой в модели, составляет относительно малую величину: 12% – 18%.

Далее, расчетные значения отношения  $D_t/D_1$  не только качественно согласуются с зависимостью параметра  $\chi_2$  от условий эксперимента, но в большинстве случаев близки количественно к экспериментальным значениям  $\chi_2$ . Это особенно важно, поскольку подтверждает справедливость полученного в настоящей работе скэйлинга (27) для описания одного из наиболее важных параметров физики взрыва – отношения поперечной и продольной скоростей ударной волны при распределенном возмущении на поверхность среды. Как показывают расчеты, скорость распространения фронта ударной волны в

глубь мишени лежит в пределах  $(1 - 5) \times 10^6$  см/с. Время образования кратера (50–200 нс) более чем на два порядка превышает длительность лазерного импульса. Глубины распространения ударной волны за время действия лазерного импульса (2–8 мкм) в несколько десятков раз меньше, чем радиусы области действия давления плазменного факела и размеры кратера. Последние два обстоятельства подтверждают правомерность выбора основных приближений построенной теории – кратковременности воздействия лазерного импульса и слабого влияния процессов образования кратера на плазменный факел.

Таким образом, развитая в работе теория позволяет рассчитать все параметры плазменного факела, ударной волны в конденсированной части мишени и кратера, образующегося в мишени при распространении этой волны. Использование построенной теории дает возможность определить не только эффективность поглощения лазерного излучения в мишени по экспериментально измеренному объему кратера, но и абляционное давление по измеренным глубине или радиусу кратера.

## 5. Заключение

Экспериментально подтверждена сильная зависимость роста эффективности абляционного нагружения при уменьшении длины волны воздействующего излучения в условиях обратного тормозного поглощения, предсказанная теоретически в работах [1, 12]. Установлено, что перенос энергии быстрыми электронами при резонансном механизме поглощения приводит к значительному повышению эффективности абляционного нагружения по сравнению с эффективностью гидродинамического переноса энергии при обратном тормозном механизме поглощения. Установлена зависимость фундаментального параметра физики взрыва – отношения поперечной и продольной скоростей ударной волны при определенном воздействии давления на поверхность сре-

ды – от размера области воздействия, давления и длительности его действия. Показана возможность определения основных энергетических характеристик воздействия лазерного пучка на плоскую мишень, включая эффективность поглощения излучения, эффективность преобразования поглощенной лазерной энергии в энергию ударной волны и давление на поверхности конденсированной части мишени, по измерению параметров образующегося на поверхности мишени кратера.

Авторы признательны В.Б.Розанову, Н.Н.Демченко и А.Я.Доскачу за полезные обсуждения результатов работы.

Работа частично поддержана РФФИ (грант № 02-02-16966), INTAS (грант № 01-0572), программой Improving Human Research Potential of European Communities и контрактом Access to Research Infrastructures, HPRI-1999-0053 (PALS project 013).

1. Гуськов К.С., Гуськов С.Ю. *Квантовая электроника*, **31** (4), 305 (2001).
2. Jungwirth K., Cejnarova A., Juha L., et al. *Phys. Plasmas*, **8**, 2495 (2001).
3. Болховитинов Е.А., Васин Б.Л., Гуськов С.Ю. и др. *Физика плазмы*, **30** (2), 205 (2004).
4. Vovchenko V.I., Krassiyuk I.K., Pashinin P.P., et al., in *Advances in Laser-Matter Interaction and Inertial Fusion* (Singapore: World Scientific Publishing, 1997, pp 368–371).
5. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: ГИФМЛ, 1963).
6. Afanas'ev Yu.V., Gus'kov S.Yu. *Nuclear Fusion by Inertial Confinement* (Ann Arbor: CRC Press, 1993, pp 99–118).
7. Гуськов С.Ю., Зверев В.В., Розанов В.Б. *Квантовая электроника*, **10** (4), 802 (1983).
8. Имшенник В.С. *ДАН СССР*, **5**, 263 (1960).
9. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Крохин О.Н. и др. *ПММ*, **39** (3), 451 (1975).
10. Afanasiev Yu.V., Chichkov B.N., Demchenko N.N., et al. *J. Russian Laser Research*, **20**, 89 (1999).
11. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Рупасов А.А. и др. *Диагностика плотной плазмы*. Под ред. Н.Г.Басова (М.: Наука, 1989).
12. Гуськов С.Ю. *ЖЭТФ*, **124**, 5 (11), 1 (2003).