

ГЕТЕРОГЕННАЯ ЛАЗЕРНАЯ АБЛЯЦИЯ И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА ФОРМИРОВАНИЕ ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2011 г. Ю. А. Чивель

Институт прикладных физических проблем, г. Минск, Беларусь

E-mail: yuri-chivel@mail.ru

В широком диапазоне длин волн и длительностей импульсов лазерного излучения изучено влияние состояния поверхности мишени на процессы приповерхностного плазмообразования. Проведенные эксперименты позволили выявить локальный характер начальной абляции поверхности мишени, вызванный как дефектами поверхности, так и дефектами, возникшими на ранней стадии воздействия импульсного лазерного излучения из-за объемной гетерогенности твердых тел. Показано влияние локальности разрушения на развитие приповерхностного плазмообразования. Выявлены различия в характере образования приповерхностной плазмы при воздействии коротких импульсов с быстронарастающей интенсивностью лазерного излучения и при воздействии лазерных импульсов с медленно растущим фронтом. Установлено влияние локальности разрушения на развитие гидродинамической неустойчивости Рэлея–Тейлора контактной поверхности между парами мишени, а впоследствии плазмой, и сжатым лидирующей ударной волной окружающим мишень газом.

Ключевые слова: абляция, импульсное лазерное излучение, плазма, гетерогенная структура, неустойчивость контактной поверхности.

Коды OCIS: 140. 6810, 320. 3980, 4240

Поступила в редакцию 18.04.2011

Введение

К настоящему времени установлена и подтверждена эрозионная природа начального плазмообразования у поверхности твердых тел при импульсном лазерном воздействии в широком диапазоне длин волн (0,2–10,6 мкм) и длительностей импульсов (10^{-11} – 10^{-3} с). Абляция при воздействии лазерных импульсов – хорошо известное и достаточно изученное явление [1]. Различные физические механизмы ответственны за выброс материала мишени и наиболее изученный из них – термическое испарение [2]. На ранней стадии процесса абляции при воздействии импульсов лазерного излучения в широком диапазоне длительностей (10^{-9} с– 10^{-3} с) в приповерхностной области регистрируются частицы конденсированной дисперсной фазы нано- и микронных размеров [3, 4]. Механизмы их появления и влияния на процессы приповерхностного плазмообразования, особенно при воздействии коротких лазерных импульсов, не ясны [5]. Предложено несколько механизмов, основными из которых являются – возникно-

вание и распад метастабильных состояний при импульсном нагреве поверхностного слоя мишени [6], а также взрывная гомогенная нуклеация при достижении окрестности критической точки материала мишени [7]. Предложенные механизмы базируются на предположении о изотропной и гомогенной структуре приповерхностного слоя материала мишени. Альтернативный механизм лазерной абляции [8, 9] основан на предположении о гетерогенной структуре реально существующих материалов. Ранее [8] установлено “взрывное” разрушение поверхности металлов за времена $\sim 10^{-8}$ с с выбросом частиц конденсированной дисперсной фазы и появлением на поверхности микроструктур размером 1–10 мкм с термоизолированными фрагментами размером менее 1 мкм. Для ряда металлов разрушение имеет место при температурах поверхности ниже точки кипения в области температур более 2000 К. Показано, что низкопороговое разрушение обусловлено объемной неоднородностью, присущей твердому телу и конденсированным средам. Такая гетерогенная абляция с выбросом

частиц конденсированной дисперсной фазы вызвана взрывным разрушением пористой структуры материала в результате десорбции газа с поверхности пор [9], нагревом и испарением включений второй фазы и просто испарением в пору – объемным парообразованием [10]. Установлено [9], что для большинства исследованных материалов (металлов) образование плазмы в парах мишени происходит при температурах гораздо ниже критических температур этих металлов, а для развития гомогенной нуклеации, даже при достижении окрестности критической точки, необходимы промежутки времени, на уровне сотен наносекунд [11], значительно превышающие длительность наносекундных импульсов, что и подтверждено прямыми наблюдениями [12].

В данной работе представлены результаты исследований пороговых зависимостей плазмообразования и влияния состояния поверхности мишени и ее гетерогенной абляции на процессы плазмообразования в широком диапазоне длин волн, длительностей импульсов воздействующего лазерного излучения (ЛИ) и параметров окружающей среды.

Эксперимент

Эксперименты были выполнены при атмосферном давлении и в вакууме с использованием лазерной системы на неодимовом стекле, генерирующей моноимпульсы длительностью 40 и 300 нс. Ряд экспериментов выполнен на электроионизационном CO₂-лазере с длительностью импульса 1 мкс и родаминовом лазере с длительностью импульса 10 мкс. Проведены также исследования влияния давления окружающего мишень газа на процессы абляции и плазмообразования при воздействии квазинепрерывного импульсного Nd-лазера с длительностью импульса 1,5 мс. Форма лазерных импульсов приведена на рис. 1.

В качестве мишеней использовали механически полированные образцы из алюминия А99, дюралюминия Д16Т, цинка, висмута, индия. Контроль за состоянием поверхности в процессе воздействия и определение пороговых характеристик плазмообразования осуществляли посредством измерения динамических характеристик зеркальной, диффузной и рассеянной компонент отраженного ЛИ, яркостной температуры поверхности и давления на поверхности в пятне облучения с временным разрешением 10⁻⁸ с. Калибровка датчиков дав-

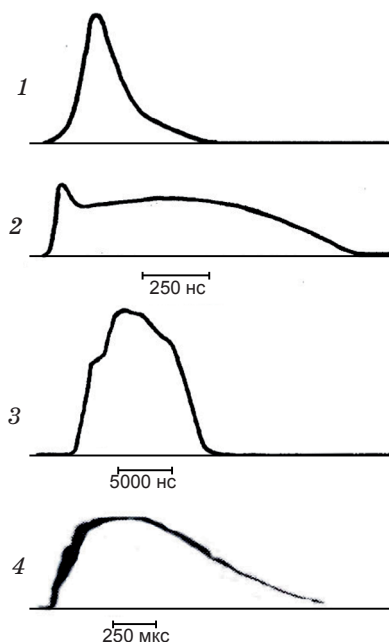


Рис. 1. Формы импульсов лазерного излучения, использованные в работе. 1 – неодимовый лазер, 2 – CO₂-лазер, 3 – родаминовый лазер, 4 – квазинепрерывный неодимовый лазер.

ления осуществлялась с помощью лазерной ударной трубки [13]. Состояние поверхности до и после воздействия изучали методами оптической и растровой электронной микроскопии, проводился рентгеноструктурный анализ поверхностного слоя материалов. Динамика приповерхностных плазмообразований исследовалась путем высокоскоростной регистрации излучения паров и плазмы с высоким пространственным разрешением, а также скоростных спектральных измерений с временным разрешением 10⁻⁵ с.

Результаты экспериментов

Исследования морфологии и распределения дефектов на поверхности механически полированных образцов показали, что основная масса дефектов с характерным размером 0,5–1 мкм и концентрацией 10⁶–10⁷ см⁻² это царапины, оставленные зернами абразива, и частицы абразива (Al₂O₃), внедренные в поверхность. Плотность дефектов достаточно высока и можно предположить, что высота неровностей рельефа также близка к 1 мкм при периоде 1–10 мкм. Проведенные комплексные эксперименты позволили выявить особенности начального разрушения поверхности. Показано, что локаль-

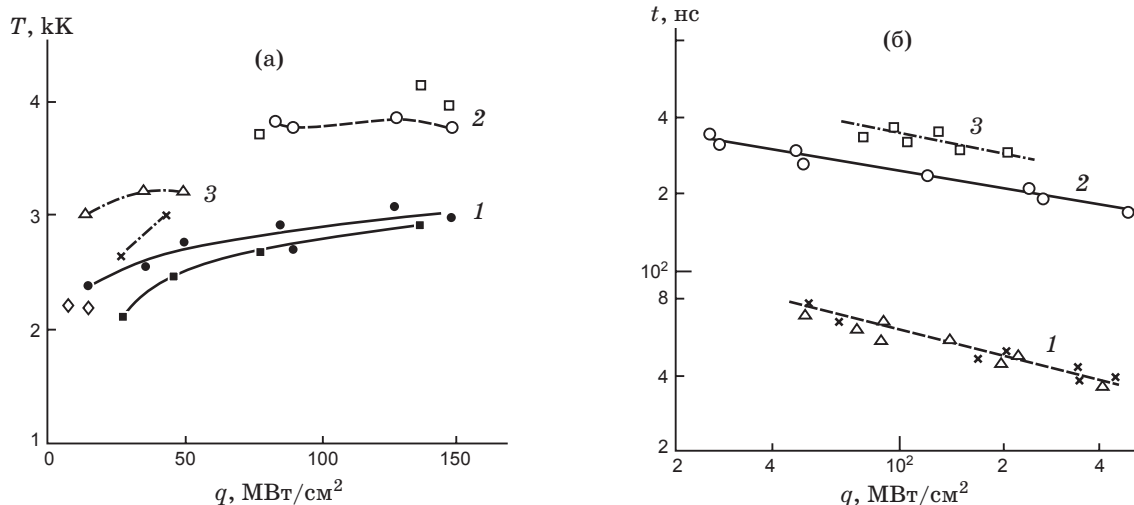


Рис. 2. Зависимость температуры поверхности в пятне облучения от максимальной плотности мощности лазерного излучения: 1 – в момент начала разрушения (● – Д16Т, ■ – Zn, Δ – Bi); 2 – в момент плазмообразования (○ – Д16Т, □ – Zn); 3 – в момент достижения максимальной температуры (Δ – Д16Т, × – Zn) (а). Зависимость времени начального плазмообразования на поверхности дюралевой мишени в воздухе от максимальной плотности мощности излучения 1,06 мкм: 1 – длительность импульса 40 нс, диаметр пятна 4 мм (Δ) и 0,25 мм (×). 2 – длительность импульса 300 нс, диаметр пятна 4 мм (○) и 0,25 мм (□) (б).

ность повреждений в области пятна облучения в испарительных режимах в большей степени определяется неравномерностью облучения, нежели распределением дефектов, что можно было предполагать, имея в виду их высокую концентрацию. Установлено, что независимо от длительности лазерных импульсов ($\tau_{1/2} = 40\text{--}300$ нс, $\lambda = 1,06$ мкм) в процессе воздействия, до момента плазмообразования яркостная температура поверхности достигает значений 3000–4000 К (рис. 2а). Появление заметного поглощения в парах начинается при этом уровне температур. Переход паров из состояния полной прозрачности в сильнопоглощающую плазму в зависимости от крутизны фронта импульса ЛИ происходит за времена 10^{-8} с ($\tau = 40$ нс) и 10^{-7} с ($\tau = 300$ нс). На развитие плазмообразования в парах существенное влияние оказывает боковая волна разрежения. В экспериментах переход от квазиодномерного к трехмерному разлету паров осуществлялся изменением размера пятна облучения в диапазоне 0,2–4 мм и длительности лазерных импульсов в диапазоне 40–350 нс. При переходе от квазиодномерного к трехмерному разлету паров происходит увеличение времени задержки плазмообразования [14] и пороговых для плазмообразования плотностей мощности ЛИ (рис. 2б).

Гетерогенная абляция с выбросом частиц конденсированной дисперсной фазы приводит

к появлению на поверхности и в приповерхностной области термически изолированных частиц микронных размеров. Пороги плазмообразования в этих условиях определяются уже не только начальным состоянием поверхности, но и возникшей поверхностной структурой с характерной для металлов плотностью $\sim 10^6$ см⁻². Естественно предположить, что увеличение давления окружающего мишень газа повлияет на процесс гетерогенной абляции мишени и, как следствие, на пороги плазмообразования.

Влияние внешнего давления на абляцию и плазмообразование

Исследование динамики разрушения поверхности и формирования плазменного факела при воздействии квазинепрерывного лазерного излучения ($\lambda = 1,06$ мкм, $\tau \approx 1,5$ мс) в атмосфере азота высокого давления выявило значительную задержку появления паровой фазы и эрозионной плазмы (рис. 3) при увеличении давления [15]. Вынос массы вещества мишени при увеличении давления от 0,1 до 1,5 МПа снижается почти на два порядка (рис. 4). Результаты численного решения одномерной задачи нагрева и испарения алюминиевой мишени [16] при атмосферном давлении (рис. 3б) при наших экспериментальных условиях указывают на существенно меньшие времена

задержки появления паровой фазы и эрозионной плазмы.

Используя экспериментально полученные скорости нагрева поверхности мишени $(1,7-2,8) \times 10^7$ К/с по соотношению Клайперона-Клаузиуса, определены времена задержки вскипания поверхностного слоя Al-мишени в диапазоне от 0,1 до 1,0 МПа. Времена задержки находятся в диапазоне от 15 до 40 мкс, что в несколько раз меньше экспериментальных данных и объяснить наблюдаемую задержку абляции поверхности влиянием давления на

точку кипения материала мишени не представляется возможным.

Согласно развитой модели гетерогенной лазерной абляции [17] проведено численное моделирование тепловых и гидродинамических процессов в приповерхностном слое алюминиевой мишени, имеющей пористую структуру с диаметром пор 1–3 мкм характерных для этого металла [18], при нагреве лазерным излучением длительностью $\sim 10^{-4}$ с. При плавлении поверхностного слоя мишени и его нагреве поры трансформируются в пузыри в расплаве, заполненные десорбированным газом, в данном случае H_2 . Система уравнений, описывающая динамику пузырька с газом в жидкости, имеет вид [17]

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left[\frac{dR}{dt} \right]^2 + \frac{4\nu}{3R} \frac{dR}{dt} = \frac{1}{\rho} \left[P - \frac{2\sigma}{R} \right];$$

$$\frac{dP}{dt} + \frac{3\gamma P}{R} \frac{dR}{dt} = \frac{3(\gamma-1)}{R} \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right]_{r=R}.$$

При начальных условиях:

$$R(0) = 0, \quad (dR/dt)_{t=0} = 0,$$

$$P(0) = 3(\gamma-1)C_v A m T_0,$$

где R – радиус пузырька, ρ – плотность расплава, C_v – теплоемкость газа, A – поверхностная

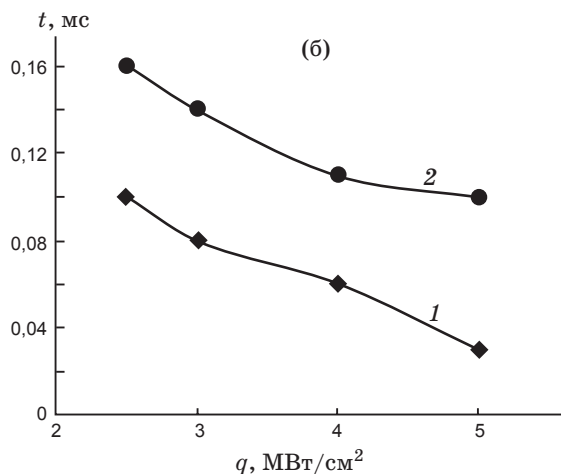
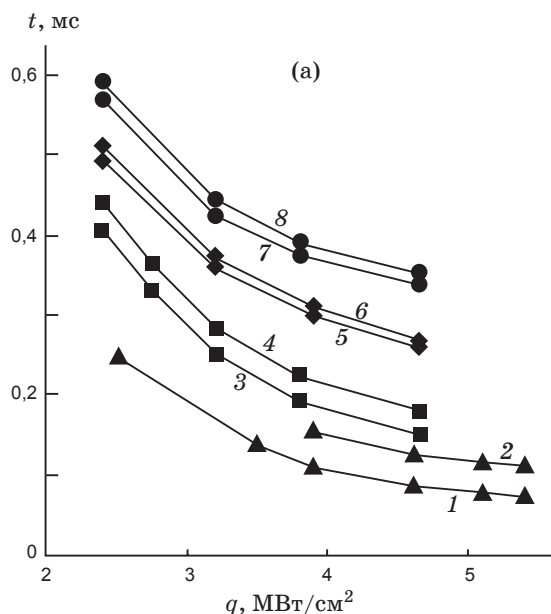


Рис. 3. Зависимость времени задержки появления паров материала мишени (1, 3, 5), эрозионной плазмы (2, 4, 6) и азотной плазмы (7, 8) от плотности мощности лазерного излучения (а). Расчетная [16] зависимость времени задержки появления паров материала мишени (1) и эрозионной плазмы (2) при внешнем давлении 0,1 МПа от плотности мощности лазерного излучения. Расчет выполнен для алюминия (б).

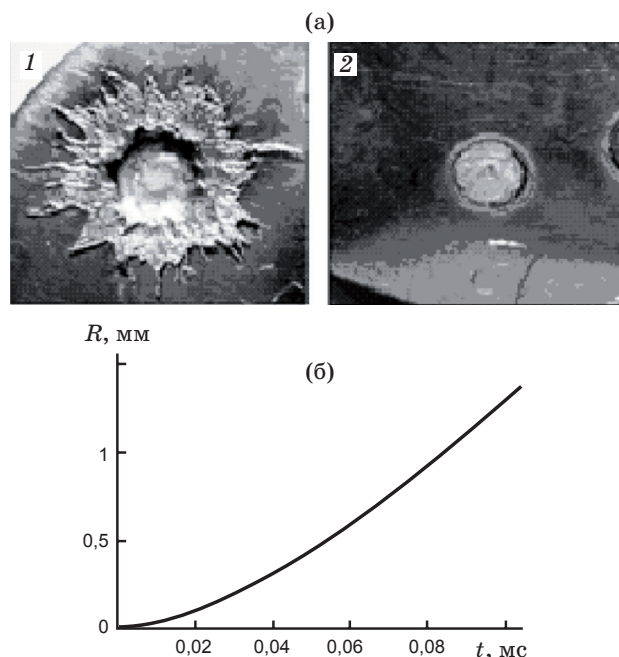


Рис. 4. Пятна, полученные на мишени Д16Т, при плотности мощности лазерного излучения $1,9 \text{ МВт/см}^2$ и внешнем давлении 0,1 МПа (1) и 1,5 МПа (2) (а), динамика изменения радиуса R пузырька водорода в расплаве алюминия (б).

плотность молекул газа, m – масса молекулы газа, γ – показатель адиабаты, ν – вязкость расплава, σ – поверхностное натяжение, λ – теплопроводность газа.

Результаты численных расчетов показали, что давление десорбированного газа в газовых пузырях достигает 1,5–2 МПа и в течение нескольких десятков микросекунд произойдет выброс частиц конденсированной фазы в результате прорыва поверхностного слоя (рис. 4). Поэтому при увеличении давления окружающего газа до 1,0–1,5 МПа процесс гетерогенной абляции подавляется, и плазма возникает в плотном паре материала мишени. При переходе плазменного фронта в газ высокой плотности резко возрастает экранировка поверхности, что подавляет абляцию в дальнейшем.

Обсуждение результатов

При воздействии ЛИ микрочастица или теплоизолированный дефект на поверхности существенно повлияет на плазмообразование в том случае, если их нагрев и испарение протекают быстрее, чем нагрев основы металла. Согласно экспериментальным данным, размеры выбрасываемых частиц менее 1 мкм. Расчеты времени нагрева частиц до $T_{\text{кип}}$, времени их испарения с учетом высокой поглощательной способности частиц размером $\lambda > d > \lambda/6$ ($\lambda = 1,06$ мкм) при интенсивностях ЛИ в диапазоне пороговых для плазмообразования значений $\approx 10^8$ Вт/см² ($\tau_{\text{и}} = 40$ нс, $\lambda = 1,06$ мкм) и $\approx 10^7$ Вт/см² ($\tau_{\text{и}} = 300$ нс, $\lambda = 1,06$ мкм) показали, что испарение произойдет за времена соответственно $\approx 10^{-8}$ с и $\approx 10^{-7}$ с, на переднем фронте импульса ЛИ, что хорошо согласуется с экспериментом. На локальный характер испарения указывают и результаты измерений давления (рис. 5) и импульса отдачи в испарительных режимах воздействия излучения Nd-лазера с $\tau_{\text{и}} = 40$ нс. Для ряда металлов (Al, Zn) измеренные значения амплитуды импульсного давления в пятне облучения значительно меньше (рис. 5б) значений, полученных из предположения о равновесном характере фазового перехода в пределах пятна облучения. Для Bi экспериментально полученные значения давления достаточно близки к равновесным (рис. 5а). Это можно объяснить меньшей толщиной слоя расплава и снижением влияния объемных процессов. Давление насыщенных паров определялось по соотношению $p_s = p_b \exp[12,5(1 - T_b/T_s)]$, которое для исполь-

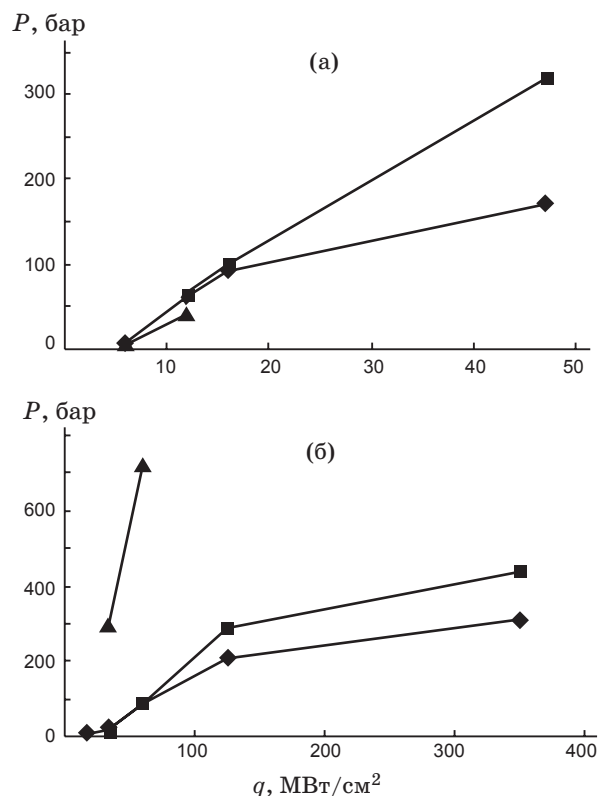


Рис. 5. Давление на поверхности висмутовой (а) и цинковой (б) мишеней при действии импульса излучения неодимового лазера длительностью 40 нс.

зованных в эксперименте металлов хорошо согласуется с данными, приведенными в работе [19].

Перекрытие отдельных облачков пара, возникших на микронеоднородностях при скорости звука в паре $\approx 10^5$ см/с, произойдет за $\approx 10^{-8}$ с и в дальнейшем геометрия течения, влияющая на порог плазмообразования, будет в основном определяться размером всего пятна, что и подтверждается экспериментом (рис. 2б). Локальность испарения сказывается на развитии процесса, стимулируя развитие неустойчивости контактной поверхности между паром, эрозионной плазмой и сжатым ударной волной газом. Наблюдаемая структура течения (рис. 6) характерна для неустойчивости Рэлея–Тейлора (РТ) [20]. Проведена оценка развития неустойчивости РТ в условиях воздействия импульса ($\tau_{\text{и}} = 300$ нс, $\lambda = 1,06$ мкм) на алюминиевую мишень в воздухе атмосферного давления (рис. 6). По экспериментально полученным значениям скорости движения контактной границы до 3 км/с и ускорении до $a = 10^{10}$ – 10^{11} м/с² наиболее интенсив-

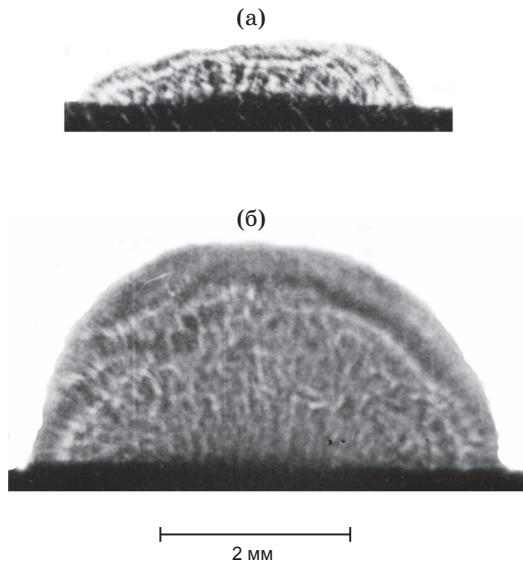


Рис. 6. Теневые снимки облака паров, возникающего при действии излучения Nd-лазера на поверхность алюминиевой мишени с плотностью мощности 8 МВт/см² (а) и 150 МВт/см² (б). Длительность импульса излучения 300 нс, момент регистрации 600 нс.

но будет расти мода [20] с длиной волны $\lambda_m = 4\pi(\alpha v^2/a)^{1/3}$, равная 6–10 мкм. Данные по распределению плотности в области контактной границы для расчета кинематической вязкости ν и числа Аттвуда α были взяты из работы [21]. Линейный инкремент нарастания малых возмущений имеет вид $\tau = (a \cdot 2\pi/\lambda)^{1/2}$ и для наших условий он составил 10^8 – 10^9 1/с. Таким образом, наблюдаемая неустойчивость РТ может развиваться при воздействии импульсов с длительностью вплоть до 10^{-9} с, приводя к турбулизации течения лазерной плазмы. Как показано в работе [22], для условий данного эксперимента уже при $t > 10$ нс начинают превалировать длинноволновые возмущения и объединение пузырей легкой жидкости. Это, вероятно, приводит к развитию наблюдаемых структур с характерным размером ~ 100 мкм (рис. 6).

По результатам измерений времени задержки плазмообразования были рассчитаны пороговые параметры: мгновенная плотность мощности в момент плазмообразования и удельные энергетические затраты на плазмообразование E^*/S (рис. 7). Установлено, что в условиях воздействия импульсов ЛИ длительностью менее 1 мкс плазмообразование носит нестационарный характер и условием его развития явля-

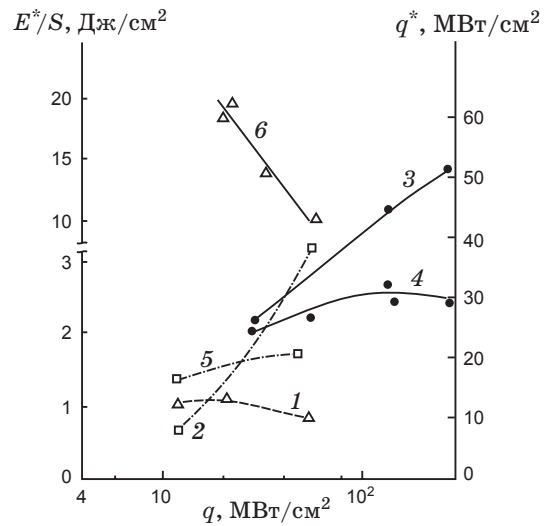


Рис. 7. Зависимость параметров плазмообразования от максимальной плотности мощности. 1 – Д16Т, 0,59 мкм. 2 – Д16Т, 1,06 мкм, 300 нс. 3 – In, 1,06 мкм, 300 нс. 4 – Д16Т, 1,06 мкм. 5 – In, 10,6 мкм. 6 – Д16Т, 0,59 мкм.

ется превышение некоторой плотности E^*/S , необходимой, вероятно, для испарения дефектов. Зависимость времени плазмообразования от максимальной плотности мощности ЛИ q_m в этом случае хорошо описывается степенной зависимостью $t^* \approx \beta\sqrt{\tau/g_m}$. Для длинных импульсов плазмообразование носит квазистационарный характер, и плазма возникает в струе паров с установившейся структурой. При сформированной газодинамической структуре паровой струи для плазмообразования необходимо превышение некоторой пороговой плотности мощности ЛИ q_m^* , что особенно ярко проявляется для импульсов сложной формы (рис. 7, поз. 1, 6).

Заключение

В широком диапазоне длин волн и длительностей импульсов лазерного излучения экспериментально изучено влияние состояния поверхности и ее изменения в процессе воздействия импульсного лазерного излучения на процессы приповерхностного плазмообразования. Экспериментально, с привлечением данных измерения импульсного давления в пятне облучения, теневой съемки, данных электронно-микроскопических исследований

состояния поверхности до и после лазерного воздействия, показан локальный характер начального разрушения мишени и появления паров (абляции). Локальность обусловлена как дефектной структурой поверхности, так и генерацией новых дефектов и частиц вследствие гетерогенной структуры приповерхностного слоя мишени – гетерогенной абляции. На влияние гетерогенной структуры материала мишени на абляционные процессы указывают результаты экспериментов и численного моделирования при повышенных давлениях окружающей среды. Значительные задержки появления паров и плазмообразования в парах вызваны подавлением гетерогенной абляции при повышении давления окружающей среды.

Установлено влияние локальности разрушения на развитие гидродинамической неустойчивости контактной поверхности между пара-

ми мишени, а впоследствии плазмой, и сжатым лидирующей ударной волной окружающим мишень газом. Локальный характер начального разрушения приводит к турбулизации плазменного образования из-за развития неустойчивости Рэлея–Тейлора на границе раздела плазма – ударно сжатый газ.

Показано различие в развитии плазмообразования в парах при воздействии на металлические мишени мощных коротких и длинных, с медленно нарастающим фронтом, импульсов лазерного излучения. При быстром нарастании фронта, к моменту появления паров, плотность мощности уже значительно превосходит пороговую и задержка плазмообразования в основном определяется временем задержки появления паров, а не превышением определенного порога по плотности мощности, как это имеет место в случае лазерных импульсов с медленно нарастающим фронтом.

* * * * *

ЛИТЕРАТУРА

1. Phipps C. (Ed.). Laser Ablation and its Applications. Springer Series in Optical Science. 2007. 415 p.
2. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие мощного лазерного излучения на металлы. М.: Наука, 1970. 220 с.
3. Chivel Yu., Petrushina M., Smurov I. Influence of initial micro-porosity of target on material ejection under nanosecond laser pulses // Applied Surface Science. 2007. V. 254. P. 816–820.
4. Гончаров В.К. Роль частиц материала мишени в динамике лазерного эрозионного факела // Инж.-физ. журнал. 1992. Т. 62. С. 665–683.
5. Geohegan D.B., Poretzky A.A., Duscher G., Pennycook S.P. Photoluminescence from Gas-Suspended SiO_x Nanoparticles Synthesized by Laser Ablation // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 73. P. 438–440.
6. Mazhukin V., Smurov I., Flamant I. Overheated metastable states in pulsed laser action on ceramics // J. Appl. Phys. 1995. V. 78. P. 1259–1315.
7. Miotello A., Kelly R. Mechanisms of pulsed laser sputtering // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 67. P. 3535–3540.
8. Min'ko L., Chivel Yu. Investigations of the pulsed laser induced destruction of metals and generation of particles // Journal de physique. 1994. V. 4. P. 175–180.
9. Min'ko L., Chivel Yu. Low threshold plasma formation near the solid surface // Proc. SPIE. 2000. V. 3688. P. 206–210.
10. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Зуев И.В., Кокора А.Н. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов. М.: Машиностроение, 1985. 450 с.
11. Мартынюк М. Фазовые переходы при импульсном нагреве. М.: Наука, 1999. 330 с.
12. Lu Q., Mao S., Mao X., Russo R. Delayed phase explosion during high-power nanosecond laser ablation of silicon // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80. P. 3072–3074.
13. Чивель Ю.А. Устройство для калибровки датчиков импульсного давления // Патент РФ № 6749. 2004.
14. Ефремов В.В., Минько Л.Я., Чивель Ю.А., Чумаков А.Н. Влияние характера разлета паров мишени на образование приповерхностной лазерной плазмы // Тез. докл. III Всес. конф. “Взаим. изл., плазм. и электр. потоков с веществом”. Л., 1988. С. 172.
15. Насонов В.И., Чивель Ю.А. Динамика плазмообразования при квазинепрерывном лазерном воздействии на металлы в атмосфере азота высокого давления // ЖПС. 2009. Т. 76. С. 898–906.
16. Минько Л.Я., Романов Г.С., Насонов В.И., Станкевич Ю.А., Чумаков А.Н. Динамика сублимации и начального эрозионного плазмообразования при воздействии квазинепрерывного лазерного излучения на металлы // Инж.-физ. журнал. 1994. Т. 66. С. 449–452.

17. Минько Л.Я., Чивель Ю.А., Чивель В.Ю., Юкечев А.Н. Моделирование теплофизических процессов в приповерхностном слое металлов при воздействии импульсного лазерного излучения // Изв. РАН. Сер. физ. 1997. Т. 61. С. 1431–1436.
 18. Черемской П.Г., Слезов В.В., Бетехтин В.И. Поры в твердом теле. М.: Энергоатомиздат, 1990. 376 с.
 19. Yaws C.L. Yaws Handbook of Vapour Pressure. Huston: Gulf Pub. Co., 2007. 200 p.
 20. Chandrasekhar S. Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability. Oxford: Oxford Press, 1961. 640 p.
 21. Mazhukin V., Nossov V., Smurov I. Analysis of laser-induced evaporation of Al target under conditions of vapour plasma formation // Thin Solid Films. 2004. V. 453–454. P. 353–361.
 22. Иногамов Н.А. Турбулентная стадия тейлоровской неустойчивости // Письма в ЖТФ. 1978. Т. 4. С. 743–747.
-