

УДК 539.04

## ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МИШЕНИ НА РЕЖИМ ИСПАРЕНИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. И. Лучин

Рассматривается влияние теплофизических свойств непрозрачных веществ на процесс испарения под действием лазерного излучения с плотностью потока  $q = 10^8 \div 5 \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^2$ . Установлено, что материалы разделяются по количеству и составу продуктов эрозии и структуре плазменного факела. Параметром разделения является отношение потенциала ионизации к критической температуре вещества ( $I/kT_c$ ). Обсуждаются различия в механизмах испарения материалов данных групп.

Анализ процесса испарения металлов под действием лазерного излучения в режиме экранировки проводится, как правило, без учета влияния теплофизических параметров вещества мишени (например, в самоогласованной модели [1]). Это приближение, как показали эксперименты, не выполняется, по крайней мере, в диапазоне плотностей потока излучения  $q = 10^8 \div 5 \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^2$  (режим модулированной добротности с длительностью импульса  $\tau_n \approx 30 \text{ нс}$ ). Наблюдается значительное отличие в характере испарения материалов с различными теплофизическими свойствами; причем оказывается возможным разделить все поглощающие конденсированные вещества на две группы. Отличие проявляется, в частности, в количестве продуктов испарения, определявшемся по глубине кратера на поверхности мишени и толщине пленки на подложке, расположенной на пути разлета в вакуум продуктов эрозии. Глубина кратера для ряда материалов (например, тугоплавких металлов),  $h = 0,04 \text{ мк}$ , примерно на порядок меньше, чем у другой группы (например, у Cd, Sb, Pb, Bi  $h = 0,2 \div 0,8 \text{ мк}$ ). В несколько раз отличаются и толщины пленок, конденсированных на подложках.

Обращает на себя внимание тот факт, что в большом ряду исследованных материалов с различными, но близкими теплофизическими параметрами наблюдается резкое разделение материалов на указанные группы. Это позволяет предположить различие в механизмах испарения, носящее пороговый характер.

Большой вынос массы для ряда материалов не может быть вызван поверхностным испарением под действием потока энергии (переизлучение, тепловой поток) из плазмы, экранирующей мишень от лазерного излучения. Расположение исследованных материалов в ряд по порогу човерхностного испарения  $q_* \sim \kappa T_n / \sqrt{a \tau_n}$  (где  $T_n$  — температура испарения,  $\kappa$ ,  $a$  — коэффициенты теплопроводности и температуропроводности, время поступления потока энергии из плазмы  $\tau_n \sim \tau_n$ ) не согласуется с экспериментом.

Лучшее соответствие эксперименту дает разделение материалов на группы по удельной теплоте испарения  $\Omega$ . Единственный возможный механизм испарения металлов, порог которого зависел бы от этого теплофизического параметра, — испарение под действием ультрафиолетового

вого излучения эрозивной плазмы. Только в ультрафиолетовой области для данного режима выполняется условие  $\alpha^{-1} \gg \sqrt{\alpha\tau_p}$  (где  $\alpha$  — коэффициент поглощения), при котором порог испарения  $q_* \sim \Omega/\alpha\tau_p$ .

Ряд фактов противоречит механизму испарения под действием потока энергии из плазмы.

1) Экспериментальное разделение материалов на указанные группы не зависит от плотности потока лазерного излучения  $q$ .

2) От  $q$  слабо зависит глубина кратера на поверхности мишени для всех материалов (на рис. 1 приведены зависимости для висмута и титана — характерных представителей групп). Ясно, что поток энергии из плазмы должен сильно зависеть от  $q$ , так как большая часть энергии излучения в режиме экранировки идет на нагрев плазмы.

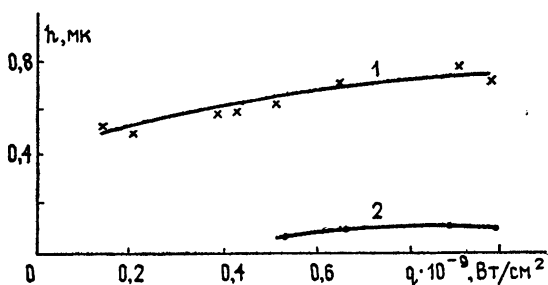


Рис. 1. Зависимость глубины кратера на поверхности мишени из висмута (1) и титана (2) от плотности потока излучения (при диаметре облученной площадки  $d = 300$  мк).

3) Влияние экранировки уменьшается при малых размерах облученной площадки (рис. 2) из-за неоднородного разлета плазмы. Обратим внимание на подобие кривых для обеих групп материалов; разница в глубине кратеров не зависит от диаметра. Это означает, что характерный размер для процесса, обеспечивающего большой вынос массы при испарении материалов второй группы, много меньше характерного размера экранировки ( $\sim 100$  мк).

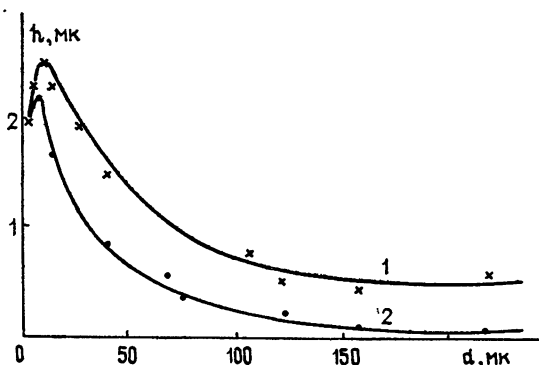


Рис. 2. Глубина кратера на поверхности мишени из висмута (1) и титана (2) в зависимости от диаметра светового пятна (при плотности потока излучения  $q \approx 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>).

В настоящей работе установлена также зависимость структуры лазерного факела от свойств вещества мишени. Сложная структура с непрозрачным ядром у поверхности мишени [2] наблюдается в рас-

смаатриваемом диапазоне не для всех материалов. На тневых фотографиях факелов ряда материалов непрозрачная зона отсутствует. Причём разделение материалов на две группы точно соответствует расположению в ряд по глубине кратеров.

Структура факела и глубина кратера регистрировались в одном и том же эксперименте. Проекционная схема с фазовым корректором [3] позволяла формировать на мишени равномерное световое пятно (неравномерность не более 20%), а также изменять диаметр пятна при заданной плотности потока излучения. Структура эрозионного факела исследовалась тневевым методом с различными задержками относительно облучающего импульса. Для фотографирования использовалась вторая гармоника излучения, образующего плазму; время экспозиции ( $\leq 30$  нс) определялось длительностью импульса. Линия задержки представляла из себя резонатор с соосными сферическими зеркалами и обеспечивала запаздывание просвечивающего импульса до 120 нс.

На тневых фотографиях наблюдается ударная волна (эксперимент проводился при атмосферном давлении), фронт которой распространяется с одинаковой для всех материалов скоростью  $v \approx 10^6$  см/с. В условиях эксперимента для оценки параметров ударной волны можно воспользоваться приближением точечного взрыва [4], когда положение фронта определяется энерговывделением ( $E$ ) при взрыве:  $R_{\Phi} = \xi_0 (E/\rho_0)^{1/5} t^{2/3}$ , где  $\xi_0 \approx 1$ ,  $\rho_0$  — плотность невозмущенной среды. Независимость скорости ударной волны от вещества мишени означает, что энерговывделение в парах в результате экранировки одинаково для разных материалов. Это естественный результат, поскольку в режиме экранировки бо́льшая часть энергии излучения идет на нагрев плазмы.

Важно отметить, что одинаково для различных материалов не только общее энерговывделение, но и нагрев той части плазмы, из которой эмиттируются быстрые электростатически ускоренные ионы. Этот вывод сделан на том основании, что в данном режиме количество, энергия и зарядность быстрых ионов, регистрируемых на лазерном масс-спектрометре, слабо зависят от вещества мишени [5]. Из баланса энергии следует, что часть плазмы, эмиттирующая быстрые ионы, несет бо́льшую часть энергии, основная же часть продуктов испарения низкоэнергетична.

Таким образом, процесс испарения материалов со сложной структурой факела должен протекать в две стадии. На общей для всех материалов стадии наступает экранировка, образуются быстрые ионы, возбуждается ударная волна (при испарении в атмосфере газа); во время другой стадии для ряда материалов происходит вынос значительной массы пара и капель жидкой фазы, образующих непрозрачное ядро, фронт которого распространяется со скоростью  $(1 \div 3) \cdot 10^5$  см/с.

Отметим, что присутствие капель жидкой фазы в составе продуктов испарения, регистрируемых на подложке при испарении в вакууме, точно коррелирует с наличием непрозрачной зоны в факеле и глубоких кратеров на поверхности мишени. Собственно поглощением и рассеянием излучения на каплях и обусловлена непрозрачность ядра. Непрозрачность плазмы возможна только при плотностях, много бо́льших достигаемых в эксперименте ( $< 10^{20}$  см $^{-3}$ ); концентрация электронов, соответствующая плазменной частоте, равной частоте просвечивающего излучения,  $n = 4 \cdot 10^{21}$  см $^{-3} \gg 10^{20}$  см $^{-3}$ . Остается поглощение и рассеяние на каплях; причём для объяснения резкой границы зоны непрозрачности необходимо выполнение условия  $\alpha^{-1} \ll R$  ( $\alpha$  — коэффициент поглощения,  $R$  — размер непрозрачного ядра). Это условие, как показывают оценки [6], не выполняется, когда размер капель  $r \ll \lambda = 0,53$  мк или, наоборот,  $r \gg \lambda$ . Требуемый размер капель  $r \sim \lambda$  соответствует наблюдаемому в эксперименте ( $r \sim 0,1 \div 1$  мк).

Как было показано выше, вторая стадия испарения не может быть вызвана потоком энергии из плазмы. Энергия, необходимая для испарения основной массы вещества, запасена, по-видимому, в мишени до экранировки поверхности. Фотографирование факела при малых задержках показало, что непрозрачное ядро появляется в начале импульса. Основной вынос массы не может быть обусловлен поэтому разгрузкой вещества после окончания импульса давления, что предполагается при несколько больших потоках [2]. Энергии, запасенной в ударной волне за малую часть импульса, недостаточно для интенсивного испарения. Вторая стадия не может быть связана также с поверхностным испарением прогретого до начала экранировки слоя ввиду быстрого остывания поверхности при испарении.

Экспериментально наблюдаемый вынос массы может быть обусловлен только объемным взрывом прогретого слоя. Наиболее приемлемой представляется модель взрывного распада метастабильного состояния перегретой жидкой фазы [7]. Нам необходимо расширить модель, объяснив, почему для ряда материалов взрыва перегретой жидкости не происходит.

В работе [7] для объяснения особенности поведения импульса давления отдачи при испарении свинца [8] привлекается предположение об эффектах диэлектризации жидкого металла и взрыва перегретого расплава. Свинец относится к материалам со сложной структурой факела.

Обратим внимание на качественно иной вид импульса давления при испарении алюминия [8] — материала, принадлежащего другой группе. Отсутствие взрывного распада метастабильного состояния при испарении материалов этой группы мы объясняем тем, что экранировка начинается раньше, чем перегретый расплав нагреется до температуры абсолютной неустойчивости. Поскольку нагрев жидкости излучением из-за экранировки прекратится, а температура и давление паров возрастут, степень перегрева расплава уменьшится и не произойдет взрывного распада метастабильного состояния.

Разделение материалов на группы произведем по параметру, определяющему развитие экранировки при температуре паров, соответствующей температуре абсолютной неустойчивости расплава ( $T \approx 0,9 T_c$ ). Будем считать, что до экранировки температура пара пропорциональна температуре поверхности мишени [6]. Тогда условием взрывного кипения расплава будет отсутствие экранировки при некоторой температуре паров  $T_* = \beta T_c$  ( $\beta \leq 1$ ). Коэффициент пропорциональности  $\beta$  не зависит от материала мишени, поэтому к моменту взрыва различные вещества находятся в соответственных состояниях с приведенной температурой  $T' = T_*/T_c = \beta$ . Экспоненциальный множитель  $e^{-\varepsilon/kT_*}$  ( $\varepsilon$  — энергия испарения на атом), входящий в критерий экранировки [9], одинаков для различных материалов. Единственным сильным параметром, определяющим процесс экранировки, будет отношение  $I/kT_*$ , которое входит в коэффициент поглощения слабоионизованного газа  $x \sim e^{-I/2kT}$  [4] ( $I$  — потенциал ионизации).

Таким образом, отношение  $\gamma = I/kT_*$  будет определять, успеет ли произойти взрыв перегретой жидкости ( $\gamma > \gamma_*$ ) или экранировка начнется раньше и предотвратит взрывное кипение ( $\gamma < \gamma_*$ ). В таблице исследованные материалы расположены в ряд по параметру  $\gamma$ . Олово можно считать пороговым материалом ( $\gamma = \gamma_* = 10,3$ ) в условиях эксперимента — непрозрачное ядро в факеле наблюдалось не всегда.

Толщина слоя перегретой жидкости  $h \sim 1/\alpha$  ( $\alpha$  — коэффициент поглощения излучения в конденсированной среде), так как теплопроводность не существенна к моменту взрыва. Коэффициент поглощения

металлов  $\alpha \sim 10^5 \div 10^6 \text{ см}^{-1}$  не может обеспечить глубокого прогрева, соответствующего глубине кратера  $h \sim 10^{-4} \text{ см}$ . Привлечение к модели эффекта просветления жидкого металла [10] обеспечивает совпадение по порядку величины толщины перегретого слоя [7] с экспериментальными значениями глубины кратера на поверхности мишени.

Таблица

Материал мишени	Ti	Al	Sn	Pb	Bi	Cd	Sb
$I/kT_c$	6,7	8,6	10,3	17,3	22,5	37,1	38,9
Непрозрачное ядро в факеле*	—	—	±	+	+	+	+
Глубина** кратера, мк/имп.	0,04	0,04	0,3	0,4	0,8	0,2	0,4

\* Знак «+» соответствует наличию ядра в факеле, знак «—» — отсутствию

\*\* Глубина кратера на поверхности мишени измерялась после облучения серий (100 ÷ 200) импульсов.

Рассмотренная модель согласуется с рядом экспериментальных фактов. Глубина кратера слабо зависит от плотности потока излучения (рис. 1), как и толщина слоя перегретого расплава [7].

При уменьшении размера облученной площадки для всех исследованных материалов наблюдалось увеличение глубины кратера (рис. 2). У материалов с непрозрачным ядром в факеле кривая приподнята на величину углубления, соответствующую взрывной стадии испарения (для всех размеров). Для других предполагавшихся механизмов неоднородность должна проявиться, что привело бы к отсутствию подобия кривых двух групп материалов. В предложенной модели характерный размер — величина зародышей газовой фазы в расплаве — много меньше диаметра облученной площадки и себя не проявляет.

В пользу рассмотренного механизма свидетельствует влияние равномерности распределения плотности потока и сечению светового пучка на разделение материалов на две группы. При низкой равномерности уменьшается время жизни метастабильного состояния расплава, так как объемное кипение в чистой жидкости начинается на тепловых неоднородностях. В результате граница между группами должна сместиться в сторону материалов с меньшим  $\gamma$ , что и наблюдается в эксперименте. При испарении алюминия сфокусированным излучением в продуктах эрозии наблюдаются капли жидкой фазы, а глубина кратера увеличивается на порядок по сравнению со случаем использования пространственного корректора.

Автор выражает благодарность Ю. И. Никитину за помощь в проведении экспериментов, С. В. Гапонову и Н. Н. Салашенко за полезные обсуждения работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. В. Афанасьев, О. Н. Крохин, Труды ФИАН, 52, 118 (1970).
2. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Г. В. Склизков, Труды ФИАН, 52, 171 (1970).
3. С. В. Гапонов, Н. Н. Салашенко, Я. И. Ханин, Квантовая электроника, № 7, 48 (1972).
4. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, изд. Наука, М., 1966.
5. Г. Г. Девярых, Н. В. Ларин, Г. А. Максимов, Ж. аналит. хим., 29, 1516 (1974).
6. С. И. Анисимов, Я. А. Имас, Г. С. Романов, Ю. В. Ходыко, Действие лазерного излучения большой мощности на металлы, изд. Наука, М., 1970.

7. Б. М. Козлов, А. А. Самохин, А. Б. Успенский, Квантовая электроника, 4, 524 (1977).
8. Я. Т. Гноевой, А. И. Петрухин, Ю. Е. Плешанов, В. А. Суляев, Письма в ЖЭТФ, 11, 440 (1970).
9. Г. Г. Виленская, И. В. Немчинов, ЖПМ и ТФ, № 6, 3 (1969).
10. В. А. Батанов, Ф. В. Бункин, А. М. Прохоров, В. Б. Федоров, ЖЭТФ, 63, 586 (1972).

Институт прикладной физики  
АН СССР

Поступила в редакцию  
5 февраля 1979 г.

## EFFECT OF THERMOPHYSICAL PROPERTIES OF A TARGET ON THE VAPORATION REGIME UNDER THE ACTION OF LASER RADIATION

*V. I. Luchin*

The paper considers the effect of thermophysical properties of opaque materials on the vaporation process under the action of laser radiation with the flux density  $q = 10^8 \div 5 \cdot 10^9$  W/cm<sup>2</sup>. It is stated, that materials are classified according to the amount and composition of erosion products as well as the structure of the plasma torch. The parameter of classification is the relation of the ionization potential to the critical temperature of the material ( $1/kT_c$ ). Differences in vaporation mechanisms of the given groups of materials are discussed.

---