

УДК 537.311.31

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗЛЕТАЮЩЕЙСЯ В ВАКУУМ ЭРОЗИОННОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

А. Д. Ахсаханян, С. В. Гапонов, В. И. Лучин, А. П. Чириманов

Исследован разлет в вакуум вещества, испаренного под действием импульсного лазерного излучения. Методом частиц в ячейках изучена динамика его расширения, получены угловые распределения в зависимости от параметров задачи. Установлена связь этих параметров с основными характеристиками излучения и свойствами испаряемого вещества. Получены экспериментальные и расчетные зависимости ширины углового распределения от радиуса светового пятна на мишени ($r_0=0.1 \dots 1$ мм), длительности импульса ($\tau_n=10 \dots 30$ нс), плотности потока излучения ($q=(1 \dots 4) \cdot 10^9$ Вт/см²) и атомной массы вещества.

Число работ, в которых исследовались угловые характеристики разлета испаренного вещества, невелико. Для диапазона $q \sim 10^9 - 10^{10}$ Вт/см² приводятся данные о форме углового распределения [1], зависимости его ширины от плотности потока лазерного излучения q [2]; имеются аналогичные сведения об ионной части лазерной плазмы ($q \sim 10^8 - 3 \cdot 10^{13}$ Вт/см²) [3]. В работе [4] дана качественная интерпретация эффекта направленного выброса испаренного вещества. Известная феноменологическая модель формирования распределения в случае бесстолкновительного разлета [5].

Изучение пространственной структуры разлетающегося сгустка на больших расстояниях от мишени позволяет уточнить картину формирования плазменного потока и дает информацию, необходимую для практического применения лазерной плазмы. Например, при использовании эрозионных потоков в лазерном методе напыления пленок требуются сведения о влиянии на разлет свойств испаряемого вещества и условий облучения мишени.

В настоящей работе получены экспериментальные зависимости ширины углового распределения испаренного вещества (Pb, W) от радиуса зоны испарения в диапазоне $r \simeq 0.1 \dots 1$ мм при $q \sim 10^9$ Вт/см² и длительности импульса $\tau_n = 2.5 \cdot 10^{-8}$ с; рассмотрено влияние свойств материала мишени и параметров лазерного излучения на разлет; предложена простая газодинамическая модель формирования распределения.

Заметим, что и модель бесстолкновительного разлета [5] дает форму углового распределения, близкую к экспериментальной при определенном значении свободного параметра λ (отношение скорости центра масс разлетающегося сгустка к тепловой скорости частиц). Но без учета газодинамической стадии разлета нельзя получить никаких указаний о выборе λ и его связи с другими характеристиками.

Газодинамический подход к вопросу формирования углового распределения позволил связать асимптотическое распределение с начальными параметрами, известными из задачи о лазерном испарении вещества. Основным параметром, позволяющим описать зависимость углового распределения от лазерных характеристик и свойств вещества мишени, является $\Omega = v_0 \tau / r_0$, где v_0 — начальная скорость частиц, τ — время испарения.

Для описания процессов импульсного испарения и нестационарного не-одномерного разлета вещества в вакуум используется следующая феноменологическая модель. С поверхности мишени по нормали к ней вытекает струя идеального газа с начальными скоростью v_0 , плотностью ρ_0 и удельной внутренней энергией u_0 . Начальный радиус поперечного сечения потока равен радиусу облученной площадки на поверхности мишени (r_0), распределение параметров потока на поверхности постоянно по сечению и не изменяется в течение времени τ с начала испарения ($t=0$). В момент $t=\tau$ прекращается поступление новых частиц со стороны поверхности и фиксированные при $t < \tau$ граничные параметры начинают изменяться по законам газовой динамики. Частицы, попадающие на мишень, «отражаются» по нормали к поверхности со скоростью u_0 . Замена последнего условия на частичное или даже полное «прилипание» частиц не изменяет существенно образом угловое распределение.

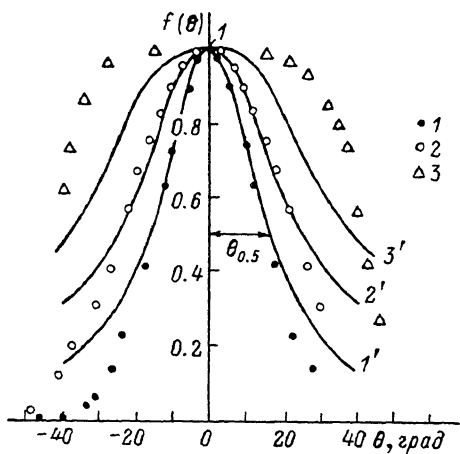


Рис. 1. Угловые распределения некоторых материалов.

1 — W, 2 — Pb, 3 — C. 1', 2', 3' рассчитаны по модели адиабатического разлета.

Для полного описания начальной стадии разлета потребовалось бы исследовать процессы образования факела, поглощения лазерного излучения, рекомбинационного подогрева и переизлучения эрозионной плазмы, характерные для рассматриваемого режима испарения. Перечисленные процессы в основном заканчиваются за время $\sim \tau_n$, а последующее адиабатическое расширение является значительно более продолжительным этапом формирования углового распределения. Это обстоятельство дает основание представить разлет с самого начала адиабатическим. Внутренняя энергия, которую в реальном процессе плазма приобретает к концу лазерного импульса, задается в граничных условиях и выбирается наряду с начальной скоростью на основании экспериментальных данных. При таком определении начальных параметров достигается совпадение расчетного энергетического спектра частиц с экспериментальным [6].

Численное моделирование проводится методом частиц в ячейках [7]. Движение частиц описывается системой газодинамических уравнений, дополненной уравнением состояния идеального газа. В цилиндрической системе координат уравнения для безразмерных продольной и радиальной скоростей ($V_x = v_x/v_0$ и $V_r = v_r/v_0$), удельной внутренней энергии ($U = u/u_0$), давления ($P = p/p_0$) и плотности ($R = \rho/\rho_0$) имеют вид

$$\frac{\partial V_x}{\partial t'} + V_x \frac{\partial V_x}{\partial x'} + V_r \frac{\partial V_x}{\partial r'} + \frac{1}{\gamma M_0^2 R} \frac{\partial P}{\partial x'} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial V_r}{\partial t'} + V_r \frac{\partial V_r}{\partial r'} + V_x \frac{\partial V_r}{\partial x'} + \frac{1}{\gamma M_0^2 R} \frac{\partial P}{\partial r'} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{R}{\gamma - 1} \left(\frac{\partial U}{\partial t'} + V_x \frac{\partial U}{\partial x'} + V_r \frac{\partial U}{\partial r'} \right) + P \left[\frac{1}{r'} \frac{\partial (V_x r')}{\partial r'} + \frac{\partial V_r}{\partial x'} \right] = 0, \quad (3)$$

$$P = UR. \quad (4)$$

Ось x направлена по нормали к поверхности мишени, расположенной в плоскости $x=0$. Продольная координата x и радиальная r нормированы на r_0 ($x' = x/r_0$, $r' = r/r_0$), время — на величину r_0/v_0 ($t' = v_0/r_0 t$). Уравнение непрерывности автоматически удовлетворяется благодаря дискретной модели частиц.

Параметрами задачи являются безразмерное время испарения $\Omega = v_0 \tau / r_0$, число Маха $M_0 = v_0 / [\gamma(\gamma - 1) u_0]^{1/2}$ и постоянная адиабаты γ (в большинстве

расчетов $\gamma=5/3$). При обсуждении экспериментальных результатов будет использовано то обстоятельство, что начальная плотность газа не входит в число параметров.

Пространственно-временная структура потока рассчитана в области $x \leq 6r_0$ и $r \leq 3.5r_0$. К моменту выхода плазменного сгустка за границы этой зоны формирование углового распределения можно считать законченным. Дальнейший разлет, как показывают расчеты, происходит инерционно, без заметного изменения скоростей частиц. Определялось, как и в эксперименте, интегральное угловое распределение $f(\theta)$, т. е. угловая зависимость числа частиц, проходящих в направлении θ в единичном телесном угле за все время разлета (угол θ отсчитывается от нормали к поверхности мишени).

Угловое распределение и зависимость его ширины $\theta_{0.5}$ (по уровню $0.5f(\theta)$) от Ω и M_0 показаны на рис. 1 и 2, а. Подобрать параметры, можно добиться хорошего совпадения результатов расчета с экспериментальными данными, относящимися к центральной части распределения. Цель дальнейшего изло-

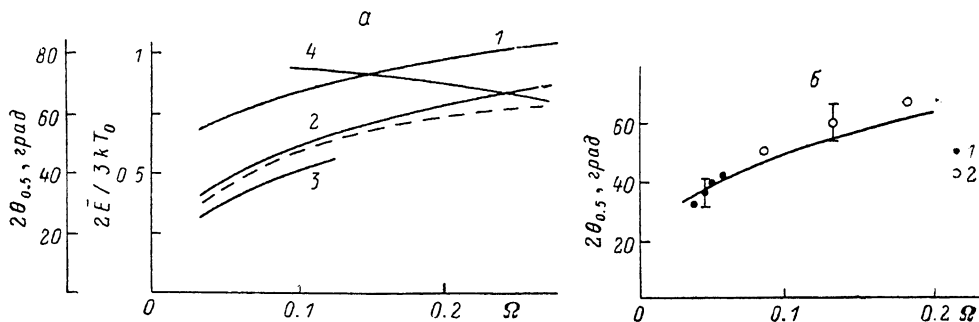


Рис. 2. Угловые и энергетические характеристики испаренного вещества на стадии инерционного разлета в зависимости от параметра Ω .

а — ширина углового распределения (1, 2, 3) и средняя энергия частиц, нормированная на начальную тепловую энергию (4), рассчитаны по модели адиабатического разлета (M_0 : 1 — 0.15, 2 — 0.3, 3 — 0.7). Штриховая линия — зависимость ширины распределения, полученная с учетом поглощения излучения в течение лазерного импульса ($\Omega = \Omega$, $M_0 = 0.7$). б — экспериментальные значения $2\theta_{0.5}$, полученные при различных q : 1 — $q = 1.2 \cdot 10^9$, $2.2 \cdot 10^9$, $3 \cdot 10^9$, $3.8 \cdot 10^9$ Вт/см², $\tau_n = 2.5 \cdot 10^{-4}$ с, $r_0 = 1$ мм; 2 — $\tau_n = 10^{-4}$, $1.8 \cdot 10^{-4}$, $2.5 \cdot 10^{-4}$ с, $q = 1.5 \cdot 10^9$ Вт/см², $r_0 = 0.15$ мм. Кривая — расчет по адиабатической модели.

жения — показать возможность описания зависимости углового распределения от характеристик лазерного излучения и свойств испаряемого вещества. Для этого необходимо связать их с параметрами задачи. Будем считать, что M_0 и γ не зависят от условий облучения и свойств мишени. Независимость M_0 от лазерных характеристик следует из экспериментального соотношения $v_0 \sim \sqrt{u_0}$ [8] (v_0 и u_0 — средняя скорость и внутренняя энергия плазмы к концу импульса). Оценка по экспериментальным данным [9, 10] дает значение $M_0 = 0.3$. Таким образом, предложенная модель позволяет характеризовать угловое распределение одним параметром Ω .

Зная из решения системы уравнений (1)–(4) динамику расширения испаренного вещества, нетрудно объяснить влияние параметра Ω на ширину формируемого распределения. На рис. 3 показано, как изменяется по мере расширения сгустка отношение продольного градиента давления к радиальному в максимуме плотности плазмы (x_m — его координата; градиенты усреднены по сечению $x = x_m$). В начале разлета, на его одномерной стадии ($v_0 t < r_0$), поле градиентов давления таково, что происходит ускорение в основном по нормали к мишени. В процессе адиабатического расширения тепловая энергия сгустка трансформируется в энергию направленного движения (рис. 3). Если к моменту, когда продольный и радиальный градиенты давления сравниваются по величине ($t \sim r_0/v_0$), температура плазмы остается достаточно высокой (случай больших значений Ω), то начинается эффективное радиальное ускорение газа, приводящее к расширению углового распределения. При малых Ω большая часть тепла расходуется на стадии одномерного расширения, и формирование распределения в основном заканчивается до выхода сгустка на неоднородный разлет. Асимптотическое распределение оказывается в этом случае очень узким.

Параметр Ω влияет также на энергетический спектр плазмы. На рис. 2, а показана зависимость от Ω средней энергии \bar{E} частиц, разлетающихся по нормали к поверхности мишени. Поскольку при больших Ω значительная часть тепловой энергии идет на радиальное ускорение газа, нормальная составляющая асимптотической скорости уменьшается с ростом Ω .

Численный анализ динамики формирования углового и энергетического распределений можно проиллюстрировать оценкой тепловой энергии, остающейся к неоднородной стадии разлета. При $\Omega \leq 1$

$$T/T_0 \sim \left(\frac{v_0 \tau}{v_0 \tau + r_0} \right)^{\gamma-1} = \left(\frac{\Omega}{\Omega + 1} \right)^{\gamma-1}.$$

Величина $v_0 \tau$ пропорциональна объему испаренного вещества, а $(v_0 \tau + r_0)$ — объему к началу эффективного бокового расширения.

Картина разлета не изменяется при учете неадиабатичности начальной стадии. Рассматривались два варианта неадиабатического разлета. В первом энергия лазерного излучения, которая поглощается плазмой в каждый временной интервал, поровну распределяется между испаренными к данному моменту частицами. Испарение продолжается в течение всего или части лазерного импульса. Зависимость ширины углового распределения от Ω при $M_0 = 0.7$ приведена на рис. 2, а. В этом варианте в задаче появляется дополнительный параметр $\Omega_n = v_0 \tau_n / r_0$ — безразмерная длительность импульса. Как показывают расчеты, оба параметра Ω и Ω_n примерно одинаковым образом влияют на угловое распределение испаренного вещества.

Рис. 3. Отношения продольного градиента давления к радиальному (1, 2) и энергии направленного движения частиц к полной

$$Q = \frac{1/2 \int \rho V_x^2 dr'}{\int \rho (1/2 V_x^2 + 1/2 V_r^2 + U) dr'} \quad (1', 2')$$

в зависимости от положения максимума плотности газового сгустка.
 $\approx 1, 1' - 0.1; 2, 2' - 0.3.$

Во втором случае предполагалось, что энергия лазерного импульса мгновенно поглощается во внешнем слое плазмы в момент времени, соответствующий максимуму импульса. Нагретая зона является источником ударной волны, распространяющейся по испаренному веществу в сторону мишени. Анализ динамики разлета по этому варианту модели позволил, как будет показано ниже, объяснить особенности размерной зависимости ширины углового распределения.

Экспериментальная методика

Схема экспериментальной установки показана на рис. 4. В работе использовались лазер на неодимовом стекле с длительностью импульса 25 нс (по уровню 0.5) и гранатовый лазер, длительность импульса которого варьировалась в диапазоне $\tau_n = 10 \dots 20$ нс при фиксированном значении интенсивности в максимуме импульса. Проекционная схема позволяла изменять радиус светового пятна в пределах $r_0 \approx 0.1 \dots 1$ мм при постоянной плотности энергии в зоне испарения. Угол между осью луча и нормалью к плоскости мишени составлял 20° .

Для регистрации углового распределения в вакуумной камере на расстоянии $L \approx 60 r_0$ от мишени параллельно ей размещалась стеклянная подложка, на которой конденсировалось испаренное вещество. По измеренному на микрофотометре распределению толщины $H(r)$ пленки, полученной за $50 \dots 300$ импульсов, рассчитывалась угловая зависимость

$$\frac{f(\theta)}{f(0)} = \frac{H(r)}{H(0)} \left[1 + \left(\frac{r}{x} \right)^2 \right]^{1/2}.$$

Контрольные измерения толщины пленки производились на интерференционном микроскопе МИИ-4.

При определении углового распределения по профилю напыленной пленки важно исключить ряд факторов, которые могли бы существенно повлиять на результаты измерений. К ним относятся окисление пленки в паузах между импульсами, частичное распыление пленки ионами большой энергии ($E > 20$ эВ) и возможная зависимость скорости конденсации от угла падения частиц на подложку. Влияние последнего фактора на точность определения ширины углового распределения незначительно, как показали измерения с использованием в качестве подложки лавсановой пленки, расположенной на окружности с центром в зоне испарения. Для оценки ошибки, связанной с ионным распылением и неполным прилипанием частиц, на расстоянии 2...6 мм от подложки параллельно ей размещалась дополнительная стеклянная пластинка, на которой осаждались распыленные и отраженные атомы; обе пластинки (рис. 4, пунктир) располагались под углом 45° к мишени. При $q \sim 10^9$ Вт/см² не наблюдалось распыления материалов с большой энергией связи, например углерода. Из-за ионного травления легкораспыляемых веществ, например свинца, получаются завышенные значения ширины углового распределения, поскольку ионы, разлетающиеся под малыми углами к нормали, обладают большей энергией [3] и вызывают более заметное распыление. Впрочем, оно не приводит к значительной ошибке (не более 5 %, как показали измерения) благодаря тому, что распыленные атомы в основном возвращаются на подложку в результате столкновения с достаточно плотным падающим потоком [10]. Окисление пленки также снижает точность измерений, причем ошибка в определении ширины углового распределения многих веществ недопустимо велика, если давление в вакуумном объеме превышает 10^{-5} Тор. В работе измерения проводились при давлении остаточных газов $p = (1 \dots 3) \cdot 10^{-6}$ Тор. Для исследования по данной методике разлета некоторых материалов, например алюминия и кремния, требуется более высокий вакуум.

Если влияние перечисленных факторов не удавалось полностью исключить в ходе измерений ширины диаграммы, их вклад учитывался в результирующей ошибке, составляющей в большинстве опытов 7...15 %. Здесь учтены также случайная ошибка, обусловленная нестабильностью лазера и неточностью определения плотности потока излучения, расстояний и профиля пленки, (3...7 % при доверительной вероятности 0.95) и погрешность, связанная с некоторой несимметричностью углового распределения. Асимметрия разлета вызвана наклонным падением лазерного излучения и неравномерностью его распределения в плоскости мишени, приводящих к несимметричности зоны испарения.

Результаты исследований и их обсуждение

При одинаковых условиях облучения мишени ($q = 1.5 \cdot 10^9$ Вт/см², $\tau_n = 25$ нс, $r_0 = 0.7$ мм) были получены угловые распределения ряда веществ: В, Ti, Mn, Ni, Mo, W, Re, C, Ge, Sb, Sn, Pb, Bi. Большинство из них подобны по форме приведенным на рис. 1 распределениям W и Pb. Несколько отличается от других распределение углерода. Рассчитанные угловые распределения большинства исследованных материалов достаточно точно совпадают с экспериментальными выше уровня $0.5f(0)$. Расхождение результатов при больших углах разлета может быть связано как с экспериментальными ошибками (например, из-за окисления пленки), так и с погрешностью вычисления при малом числе

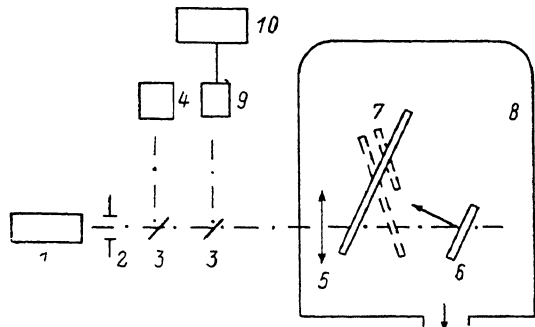


Рис. 4. Схема экспериментальной установки. 1 — лазер, 2 — диафрагмы, 3 — делительные пластинки, 4 — измеритель энергии, 5 — линза, 6 — мишень, 7 — стеклянные подложки, 8 — вакуумный объем, 9 — фотоэлемент, 10 — осциллограф.

частиц в одной ячейке. При анализе угловых зависимостей разлета будем характеризовать распределение его шириной на уровне $0.5f(0)$.

Для изучения влияния условий облучения и свойств мишени на разлет испаренного вещества воспользуемся адиабатической моделью, характеризующей угловое распределение одним параметром

$$\Omega = \frac{v_0 \tau}{r_0} = \frac{M_0 \left[\gamma \frac{RT_0}{\mu} \right]^{1/2} \tau}{r_0}, \quad (5)$$

где T_0 — начальная температура газа (T_0 характеризует внутреннюю энергию эрозивной плазмы к концу лазерного импульса). Размер светового пятна на мишени и атомная масса явным образом входят в выражение (5), что позволяет экспериментально проверить предложенную модель по зависимостям $\theta_{0.5} = \theta_{0.5}(\mu)$ и $\theta_{0.5} = \theta_{0.5}(r_0)$ (рис. 5, 6). Штриховые кривые $\theta_{0.5} \sim \mu^{1/2}$ (рис. 5) построены для двух фиксированных значений $T_0^{1/2} \tau$: $3.6 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{1/2} \cdot \text{c}$ (верхняя

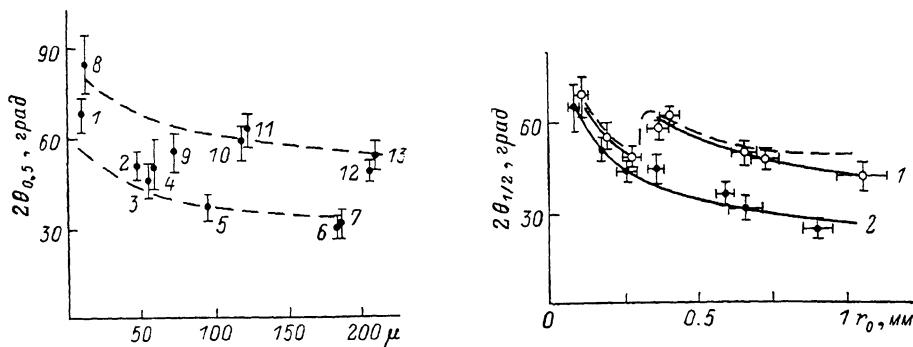


Рис. 5. Зависимость ширины диафрагмы разлета испаренного вещества от его атомной массы при $q = 1.5 \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^2$, $r_0 = 0.7 \text{ мм}$. 1 — В, 2 — Ti, 3 — Mn, 4 — Ni, 5 — Mg, 6 — W, 7 — Re, 8 — C, 9 — Ge, 10 — Sn, 11 — Sb, 12 — Pb, 13 — Bi. Сплошные линии — расчетные зависимости.

Рис. 6. Ширина углового распределения Pb (1) и W (2) в зависимости от радиуса облученной площадки ($q = 1.5 \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^2$).

Сплошные линии — расчет по модели адиабатического разлета, штриховая линия — зависимость, полученная с учетом поглощения излучения во внешнем слое плазмы.

кривая), $9.2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{1/2} \cdot \text{c}$ (нижняя кривая). Большая часть экспериментальных точек группируется вблизи штриховых кривых. Материалы указанных групп отличаются также по количеству вещества, испаренного за один импульс (см. таблицу). Верхней кривой соответствует наибольший вынос вещества, нижней — минимальный. Количество испаренного вещества и плотность пара не входят явно в выражение (5). Отличие групп материалов по ширине углового распределения может определяться только величиной $T_0^{1/2} \tau$. Внутренняя энергия эрозивной плазмы по крайней мере не возрастает с увеличением выноса массы, так как энергия лазерного импульса распределяется между большим числом частиц. Таким образом, для разделения исследованных материалов на группы с различной шириной распределения остается единственный параметр — время испарения. Предположение о разном времени испарения материалов позволяет одновременно объяснить различие в количестве испаренного вещества.

Существенной особенностью рассматриваемого режима испарения является экранировка поверхности мишени плазменным слоем [8]. Его оптическая толщина, как показали измерения, проведенные по методикам [11, 12], составляет величину $\eta = 2 \dots 3$ при $q \sim 10^9 \text{ Вт/см}^2$. Лазерное излучение, достигающее поверхности, оказывается не достаточно интенсивным (10^{-8} Вт/см^2) чтобы поддерживать испарение материалов с высоким порогом разрушения в течение всего импульса. Значения порога интенсивного испарения q^* , определявшиеся в настоящей работе по зависимости глубины кратера на мишени от плотности

потока излучения, приведены в таблице. Как видно из таблицы и рис. 5, материалы с широким угловым распределением характеризуются низким порогом испарения и большим выносом вещества, что можно считать подтверждением предположения о разном времени испарения материалов указанных групп.

Время испарения можно оценить по формуле (5), воспользовавшись экспериментальными данными о средней скорости частиц \bar{v} на инерциальной стадии разлета [10]. Начальная скорость v_0 и скорость r связаны, как показывает расчет, соотношением $v=3.9 \cdot v_0$. Для свинца и вольфрама имеем соответственно $v_0=2.5 \cdot 10^5$ см/с и $4.2 \cdot 10^5$ см/с. Взяв соответствующее экспериментальным значениям ширины распределения значение Ω (по расчетной зависимости $\theta_{0.5} = \theta_{0.5}(\Omega)$), получим из соотношения (5) $\tau=2.7 \cdot 10^{-8}$ с для свинца и $\tau=5 \cdot 10^{-9}$ с для вольфрама.

Из рассмотренной модели следует, что атомная масса влияет не только на угловое распределение, но и на энергетический спектр частиц (рис. 2, а). Для ее ионной части указанная закономерность наблюдалась в масс-спектрометрических измерениях [13].

Материал	h , мкм/имп.	q^* , 10^8 Вт/см 2	Материал	h , мкм/имп.	q^* , 10^8 Вт/см 2
B	0.1	2.8	C	0.47	1.2
Ti	0.1	1	Ge	0.22	0.7
Mn	0.12	1.1	Sn	0.6	0.6
Ni	0.07	2.1	Sb	0.4	0.7
Mg	0.06	2.1	Pb	0.6	0.3
W	0.07	2.8	Bi	0.8	0.3
Re	0.06	2.5			

Материалам разных групп с близкими значениями атомной массы соответствуют две ветви размерной зависимости ширины распределения (рис. 6). Модель адиабатического разлета позволяет точно описать кривую 2. Для объяснения особенности зависимости $\theta_{0.5} = \theta_{0.5}(r_0)$ свинца учтем, что плазменный ступок, образующийся при испарении материалов этой группы, неоднороден вдоль оси разлета. Внешний слой плазмы, поглощающий большую часть излучения, нагрет до высокой температуры. Основная масса вещества, испаренная под действием прошедшего сквозь поглощающую плазму излучения, имеет существенно меньшую температуру. При отсутствии теплообмена между слоями угловое распределение, соответствующее низкому значению параметра T_0 , было бы узким. Время теплообмена ограничено продолжительностью одномерной стадии расширения ступка ($\sim r_0/v_0$), так как боковой разлет приводит к быстрому охлаждению нагретого слоя плазмы. Как следует из экспериментальной размерной зависимости ширины углового распределения, время теплообмена $t_T \sim r^*/v_0$, где $r^*=0.4$ мм. В области $r_0 < r^*$ основная масса испаренного вещества не успевает нагреться, и при малом значении T_0 формируется узкая диаграмма разлета. Роль электронной теплопроводности в обмене энергией между поглощающим излучение слоем и остальной массой вещества незначительна. Так, при $T=1$ эВ и $n=10^{19}$ см $^{-3}$ толщина прогретой за время t_T зоны составляет $\sqrt{a} r^*/v_0 \sim 0.01$ мм $\ll r^*$ (a — коэффициент теплопроводности плазмы). В отсутствие теплопроводности эффективный перенос энергии может осуществляться волной сжатия или ударной волной, распространяющейся из области поглощения излучения по испаренному веществу (в системе координат, движущейся вместе с плазмой). Амплитуда ударной волны падает в момент выхода плазмы на неоднородный разлет. Ступок полностью прогреется при условии, что к этому времени все испаренное вещество пройдет через ее фронт.

При численном анализе динамики расширения плазмы в рассматриваемом случае предполагалось, что энергия лазерного импульса мгновенно поглощается в момент времени, соответствующий максимуму импульса, внешним слоем ступка ($\rho \leq 0.1 \rho_0$). Рассматривалась динамика последующего расширения и строились угловые распределения при различных значениях параметра Ω .

Результаты расчета размерной зависимости по этой модели показаны на рис. 6 штриховой линией.

Рассмотренные модели позволили проанализировать отдельные особенности процесса формирования углового распределения. Для его адекватного описания необходимо подробно исследовать процессы поглощения и переноса энергии в слое эрозионной плазмы.

Для расчета углового распределения по заданным характеристикам излучения и свойствам вещества мишени удобно использовать рассмотренную выше модель адиабатического разлета. По этой модели рассчитаны зависимости ширины распределения от q и τ . На рис. 2, б отмечены экспериментальные точки зависимостей $\theta_{0,5} = \theta_{0,5}(q)$ [°] и $\theta_{0,5} = \theta_{0,5}(\tau_n)$. Связь $\Omega = \Omega(q)$ устанавливалась с помощью известного из эксперимента соотношения $v_0 \sim q^\alpha$, где $\alpha = 0.2 \dots 0.3$ [6], а $\Omega = \Omega(\tau_n)$ — по формуле (5) при $\tau = \tau_n$.

Заключение

В настоящей работе исследованы угловые характеристики разлета в вакуум вещества, испаренного под действием импульсного излучения. Определено влияние лазерных параметров и свойств материала на угловое распределение эрозионной плазмы. Предложенная в работе модель разлета позволяет рассчитывать распределение по заданным плотности потока излучения, длительности импульса, размеру зоны облучения и атомной массе вещества. Перечисленные характеристики связаны с параметром задачи $\Omega = v_0 \tau / r_0$ соотношения (5). Время испарения τ зависит, как показано в работе, от свойств материала.

Численное моделирование позволило изучить динамику формирования углового распределения. Показано, что параметр Ω определяет остающуюся к началу неоднородной стадии разлета долю тепловой энергии сгустка, от величины которой зависит ширина асимптотического распределения.

Газодинамическая модель экспериментально проверена по зависимостям ширины распределения от q , τ_n и r в диапазоне значений $q = (1 \dots 4) \cdot 10^9$ Вт/см², $\tau_n = (1 \dots 3) \cdot 10^{-8}$ с и $r_0 = 0.1 \dots 1$ мм. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными позволяет заключить, что принятая в работе модель правильно отражает основные закономерности процесса формирования углового распределения испаренного вещества.

Авторы благодарят Ю. Я. Платонова и Н. Н. Салащенко за полезные советы и В. В. Курина за обсуждение результатов работы.

Литература

- [1] Бьковский Ю. А., Дудолов А. Г., Дегтяренко Н. Н. и др. ЖЭТФ, 1969, т. 56, № 6, с. 1819—1822.
- [2] Ахсаханян А. Д., Гапонов С. В., Гусев С. А. и др. ЖТФ, 1984, т. 54, № 4, с. 755—762.
- [3] Бьковский Ю. А., Козырев Ю. П., Сильнов С. М., Шарков В. Ю. Квант. электр., 1974, т. 1, № 3, с. 709—711.
- [4] Dawson J., Kaw P., Green B. Phys. Fluids, 1969, v. 12, N 4, p. 875—882.
- [5] Utterback N. Y., Tang S. P., Früchenicht J. F. Phys. Fluids, 1976, v. 19, N 4, p. 900—905.
- [6] Лучин В. И., Чередник В. И., Чуриманов А. П. ЖТФ, 1983, т. 53, № 6, с. 1172—1175.
- [7] Харлоу Ф. Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967, с. 316—342.
- [8] Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
- [9] Басов Н. Г., Бойко В. А., Деметьев В. А. и др. ЖЭТФ, 1966, т. 51, № 4, с. 989—1000.
- [10] Ахсаханян А. Д., Битюрин Ю. А., Гапонов С. В. и др. ЖТФ, 1982, т. 52, № 8, с. 1584—1596.
- [11] Дымшиц Ю. И., Неверов В. Г. Письма в ЖТФ, 1975, т. 1, № 12, с. 558—562.
- [12] Дымшиц Ю. И. ЖТФ, 1977, т. 47, № 3, с. 532—541.
- [13] Бьковский Ю. А., Дегтярев В. Г., Дегтяренко Н. Н. и др. ЖТФ, 1972, т. 42, № 3, с. 658—662.