

02; 05
© 1992 г.**МЕХАНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗНЫХ ДЛИН ВОЛН С НЕПРОЗРАЧНЫМИ МАТЕРИАЛАМИ***А. А. Андреев, В. И. Баянов, В. И. Крыжановский, А. Г. Самсонов, Н. А. Соловьев*

Изложена аналитическая модель, позволяющая рассчитать в широком диапазоне длин волн и плотностей потока греющего лазерного излучения механические и гидродинамические характеристики процессов взаимодействия лазерного излучения с непрозрачными материалами. В условиях плоского разлета плазмы проводится сравнение результатов модели с данными экспериментов и численных расчетов, проведенных при длинах волн 1.05 и 0.35 мкм, длительностях импульсов 1 нс—1 мкс и плотностях энергии 1—500 Дж/см².

В настоящее время накоплен значительный экспериментальный и теоретический материал по взаимодействию импульсного лазерного излучения с непрозрачными преградами (см., например, [1—4]). Показано, что вблизи порога плазмообразования процесс взаимодействия имеет сложный, многоступенчатый характер. Это проявляется, например, в немонотонной зависимости давления, оказываемого парами и плазмой на преграду, от времени [2]. Известно, что в начале процесса поверхность преграды нагревается до температуры испарения, затем начинается разлет прозрачных паров с последующим их пробоем и нагревом. При повышении плотности потока греющего света эти процессы разыгрываются на переднем фронте импульса, а в основном взаимодействии носит квазистационарный характер.

Каждая из описанных стадий взаимодействия в отдельности достаточно хорошо изучена теоретически (см., например, [3—6, 8, 9] и библиографию к ним), причем решения для гидродинамических характеристик взаимодействия получены в аналитическом виде, что значительно упрощает физическую картину. В то же время для более полного понимания процессов полезно иметь аналитическое решение, учитывающее смену различных стадий взаимодействия. В данной работе построена такая модель и ее результаты сопоставлены с данными экспериментов [7] и численных расчетов по программе "Слава" [10]. Для описания различных стадий процесса использовались элементы известных теоретических работ [3—6, 8, 9], а их "сшивка" производилась так, чтобы наилучшим образом описывались данные экспериментов [7], где измерялся импульс отдачи испаренного вещества при облучении мишеней из различных материалов лазерным импульсом длительностью 1—30 нс и длиной волны 1.05 и 0.35 мкм в условиях плоского разлета.

Для построения аналитической модели весь процесс взаимодействия излучения с преградой разбит на 4 стадии: 1) поглощение излучения на поверхности мишени и ее нагрев с учетом оттока тепла; 2) нагрев поверхности до температуры испарения, испарение прозрачных паров вплоть до момента пробоя и образования плазмы; 3) образование непрозрачной плазмы и ее нагрев; 4) просветление плазмы из-за уменьшения плотности и переход в режим самосогласованного разлета.

Будем считать при построении аналитической модели, что греющий лазерный импульс имеет прямоугольную форму, длительность τ и плотность потока на поверхности мишени q . Время, необходимое для перехода от одной стадии к

другой, будем характеризовать величинами τ_1, τ_2, τ_3 . Здесь τ_1 — время до начала испарения; τ_2 — время развития пробоя в парах вещества мишени, т. е. время плазмообразования; τ_3 — время просветления плазмы за счет снижения ее плотности.

Для оценок в аналитической модели мы считаем, что интенсивное испарение начинается с момента, когда температура поверхности достигает некоторой величины $T_{и}$. В нашем случае $T_{и}$ по порядку величины совпадает с температурой кипения вещества при атмосферном давлении. Время τ_1 может быть приближенно определено из уравнения теплопроводности в предположении о том, что мы имеем полубесконечную преграду, нагреваемую источником тепла с плотностью потока $P_1 q$, где P_1 — коэффициент поглощения поверхности при температуре меньшей $T_{и}$,

$$\tau_1 \approx \kappa \rho c_p \frac{T_{и}}{P_1 q}, \quad (1)$$

где κ, ρ, c_p — соответственно коэффициент теплопроводности, плотность и теплоемкость преграды.

Для алюминиевой преграды формула (1) в удобных для практического применения единицах запишется в виде $\tau_1 = 3 \cdot 10^{16} / (P_1 q)^2$, где τ_1 в нс, q в Вт/см², $P_1 = 0.15$.

При временах $\tau_1 < \tau < \tau_2$ идет процесс истечения с поверхности преграды прозрачных паров, который мы будем описывать в газодинамическом приближении, используя модель испарительного скачка. Согласно этой модели, испарение происходит в условиях фазового равновесия, происходящие внутри зоны фазового перехода процессы являются квазистационарными, сама зона заменяется разрывом, на поверхности которого выполняются законы непрерывности потоков массы, импульса и энергии

$$\begin{aligned} \rho u &= \rho_w (u - c) \equiv D, \\ P_s + \rho u^2 &= P_w + \rho_w (u - c)^2, \\ -q_s + D(\epsilon_s - a + P/\rho + 0.5u^2) &= -q_w + D(\epsilon_w + P_w/\rho_w + 0.5(u - c)^2), \end{aligned} \quad (2)$$

где u, P_s, ρ, ϵ_s — скорость волны испарения, давление в преграде, ее плотность и удельная внутренняя энергия; $c, P_w, \rho_w, \epsilon_w$ — соответственно скорость, давление, плотность и удельная внутренняя энергия пара за волной испарения; a — удельная теплота испарения преграды; q_s — плотность потока лазерного излучения, идущая в волну теплопроводности; $q_w = P_1 q$ — плотность потока энергии, подводимая к разрыву со стороны пара.

Систему (2) можно упростить, считая, что $u \ll c, \epsilon_s \ll \epsilon_w, P_s/\rho \ll P_w/\rho_w, q_s \ll q_w$. На начальной стадии испарения $a \gg c^2, a \gg P_w/\rho_w, a \gg \epsilon_w$, пары почти прозрачны и мало поглощают, скорость паров можно определить как тепловую скорость звука

$$c = c_0 = \sqrt{\gamma \vartheta T_{и} / m_i}, \quad (3)$$

где γ — постоянная адиабаты, m_i — масса иона, коэффициент ϑ учитывает обратный ток испаренных частиц на мишень [3].

На развитой стадии испарения $a \ll c^2, a \ll P_w/\rho_w, a \ll \epsilon_w$, скорость паров можем определить из соотношений на разрыве, считая, что $u \sim \sqrt{\chi / t_{и}}$, где χ — коэффициент температуропроводности ($\chi = \kappa / (\rho c_p)$)

$$c = \left[\frac{q_w}{\rho} \sqrt{\frac{t_n}{\chi}} \right]^{1/2}.$$

Оба предельных случая можно аппроксимировать одной формулой

$$c \approx c_0 + \left[\frac{q_w}{\rho} \sqrt{\frac{t_n}{\chi}} \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Расход массы в испарительном режиме может быть записан в виде

$$\frac{dM}{dt} = \frac{P_2 q}{a} S, \quad (5)$$

где P_2 — коэффициент поглощения поверхности при температурах, превышающих $T_{ки}$; S — площадь лазерного пятна на мишени.

Истечение прозрачных паров происходит в течение промежутка времени τ_2 , за который развивается их пробой. Аналогично [9] набор энергии свободного электрона E_e будем описывать уравнением

$$\frac{dE}{dt} = \left(\frac{4\pi e^2}{m_e c \omega^2} q - \frac{2m_e}{m_i} E_e \right) \nu_{en}, \quad (6)$$

где ω — частота лазерного излучения; m_e , m_i — масса электрона и иона пара соответственно; ν_{en} — частота столкновений электрона с нейтральными атомами пара.

Считая, что пробой наступает в момент времени τ_2 , равный $\approx 40 \tau_0$, где τ_0 — время, за которое энергия электрона становится равной потенциалу ионизации I (т. е. происходит рождение 40 “поколений” новых электронов), получим

$$\tau_2 = 20 \frac{m_i}{m_e \nu_{en}} \ln \left(\frac{1}{1 - \frac{I}{q} \frac{c \omega^2 m_e^2}{2\pi e^2 m_i}} \right). \quad (7)$$

Частота столкновений пропорциональна концентрации нейтральных частиц $\nu_{en} \sim n_n$, которая в свою очередь зависит от плотности потока греющего света. Действительно, в стационарном режиме из формулы (5) получим $M(t) = qSt/a$, а с другой стороны, испаренная масса $M(t)$ может быть оценена как $M(t) = Sc_0 t n_n m_i$. Из этих двух соотношений получим

$$\nu_{en} \sim n_n = \frac{q}{ac_0 m_i}. \quad (8)$$

Подставив (8) в (7) и прокалибровав численные коэффициенты в окончательном выражении по экспериментальным данным [1, 2] и численным расчетам [6], получим в удобных с практической точки зрения единицах для алюминиевой плазмы

$$\tau_2 = - \frac{1.5 \cdot 10^{10}}{q} \ln \left(1 - \frac{10^7}{\lambda^2 q} \right), \quad (9)$$

где τ_2 в нс, q в Вт/см², λ — длина волны греющего света в мкм.

Из формулы (9), в частности, видно, что при $q < q_0 = 10^7/\lambda^2$ пробоя вообще

не происходит, поскольку набор энергии в поле световой волны не превышает потерь из-за столкновений.

При временах, больших $\tau_1 + \tau_2$, взаимодействие лазерного излучения происходит не с прозрачными парами, а с сильно поглощающей плазмой. Если в первом случае пары оказывали на преграду механическое воздействие за счет импульса отдачи все новых и новых порций отлетающего со скоростью c вещества, то после плазмообразования наступают экранировка преграды поглощающей плазмой, прекращение истечения вещества преграды (см., например, [1, 2]) и некоторое приращение импульса отдачи происходит за счет дополнительного нагрева ионизированных паров поглощаемым излучением. Импульс отдачи в этом случае определится полной испаренной массой пара до плазмообразования $M = (dM/dt) \cdot \tau_2$ за промежуток времени τ_2 и со скоростью ионного звука плазмы $c_1 = \sqrt{Z T_e / m_i}$, где Z — средний заряд ионов в плазме, T_e — электронная температура. При умеренных плотностях потока греющего света $q \leq 10^{10}$ Вт/см² можно считать $Z \sim 1$. Для вычисления T_e воспользуемся результатами численных расчетов [4], где показано, что $T_e \sim e^{1/2}$, e — удельная внутренняя энергия плазмы. Будем считать, что поглощаемой плазмой излучение греет всю ее массу, тогда, если обозначить поглощенную плазмой энергию $E_3(t)$, ее температура T_e определится выражением

$$T_e(t) \sim e^{1/2} \sim \left(\frac{E_3(t)}{M} \right)^{1/2} \sim \left(\frac{E_3(t)}{E_2} a \right)^{1/2} \sim \left(\frac{t - \tau_1 - \tau_2}{\tau_2} \right)^{1/2}, \quad (10)$$

где M — полная масса паров, образованных за промежуток времени τ_2 до плазмообразования (масса паров равна массе плазмы); E_2 — энергия лазерного излучения, затраченная на парообразование.

Поглощение излучения плазмой в этом случае происходит в течение промежутка времени τ_3 , за который плотная поглощающая плазма, экранирующая излучение от поверхности преграды, просветляется за счет уменьшения плотности при прохождении по ней волны разгрузки со скоростью звука c_1 . При этом волна разгрузки должна пройти расстояние $\tau_3 \cdot c_1$, равное толщине плазмы, образованной на стадии истечения прозрачных паров $\tau_2 \cdot c_0$. Отсюда, как нетрудно показать, следует, что $\tau_3 \sim \tau_2$.

При временах $t > \tau_1 + \tau_2 + \tau_3$ истечение вещества с поверхности твердого тела происходит непосредственно в виде плазмы. Численные расчеты показывают, что при плотностях потока греющего лазерного излучения $q < 10^{12}$ Вт/см² разлетающаяся плазма имеет небольшую плотность $\rho < \rho_c$, так что на поверхности преграды происходит скачок от плотности твердого тела до плотности, меньшей критической для данной длины волны. Это так называемый самосогласованный режим, и его можно рассмотреть аналогично [5]. В этом случае сохраняется оптическая толщина плазмы $K_T \cdot L \sim 1$, в качестве K_T можно использовать коэффициент тормозного поглощения для однородной плазмы с концентрацией электронов, меньшей критической, а для длины L записать

$$L \sim c_2 t, \quad K_T \sim \frac{Z^2 n_e n_i}{\omega^2 T_e^{3/2}} \sim \frac{Z^3 \rho^2 \lambda^2}{T_e^{3/2}},$$

где c_2 — скорость разлета плазмы, которая по порядку величины равна скорости ионного звука; ρ — плотность плазмы ($\rho < \rho_c$).

Для получения аналитических соотношений, описывающих импульсы отдачи плазмы на этой стадии, мы сможем воспользоваться системой (2), записав ее для случая, когда в виде разрыва представляется переходная область от состояния твердого тела до плазмообразного состояния с плотностью, меньшей критической.

Для скорости плазмы c_2 и скорости волны абляции c_T получим

$$c_T \sim q^{1/2} \lambda^{-1/2} t^{-1/4}, \quad c_2 \sim q^{1/4} \lambda^{1/4} t^{1/8},$$

а для импульса отдачи

$$I = Mv \sim c_T \cdot t \cdot c_2 \sim q^{3/4} t^{7/8} \lambda^{-1/4}. \quad (11)$$

При плотностях потока $q > 10^{12}$ Вт/см² самосогласованный режим разлета заменяется разлетом плазмы с развитым профилем плотности, на котором возникает точка с $\rho = \rho_c$. При этом характерная плотность разлетающейся плазмы $\rho \sim \rho_c$. Этот случай рассмотрен в [11].

Заметим, что при умеренных q элементы с большим зарядом ядра полностью не ионизируются, соотношения же, полученные выше для стадии самосогласованного разлета, справедливы, вообще говоря, для полностью ионизированной плазмы. Для случая неполной ионизации мы можем учесть потенциальную энергию ионизации в уравнении энергии системы (2), действуя методом, аналогичным использованному в [12], и считая, что плазма находится в ионизационном равновесии. Тогда мы приходим к выводу, что (11) необходимо домножить на величину G^{-3} , где G определяется следующим образом: $G \approx 1 + 1.7 \cdot 10^{-7} \lambda^{1/4} q^{1/4} t^{1/8}$, где λ в см, q в эрг/с·см², t в с.

Используя полученные формулы, можно записать конечное выражение для удельного импульса отдачи, расставив в необходимых местах численные коэффициенты для алюминийевой плазмы в соответствии с экспериментальными данными [7] и по результатам численных расчетов, проведенных, например, в [6], а также по программе "Слава".

В программе "Слава" при одномерном описании воздействия лазерного излучения на непрозрачную преграду учитываются нагрев и плавление вещества мишени, его испарение, описываемое как разрыв дефлаграционного типа [3], газодинамические процессы при разлете эрозивных паров в вакуум, (ионизационный состав паров считается равновесным), перенос энергии электронной теплопроводностью, поглощение лазерного излучения и его отражение от поверхности преграды и поверхности с критической для лазерного излучения концентрацией электронов, поглощение и испускание теплового излучения паров. В работе [13] указывается, что при ненадлежащем выборе условий на границе раздела фаз можно получить области с противоречивым поведением скорости испарения и давления вблизи поверхности испарения. Анализ поведения давления насыщенных паров, давления в плазме вблизи поверхности испарения и скорости на поверхности испарения не выявил в численных расчетах областей с противоречивым поведением давления и скорости испарения, что обусловлено корректно поставленными краевыми условиями движения паров. При превышении давлением в плазме давления насыщенных паров скорость испарения считается равной нулю. Поведение указанных параметров говорит о достоверности определения в программе "Слава" испаренной массы и давления отдачи.

Окончательно формула для удельного импульса отдачи, откалиброванная по результатам численных расчетов и экспериментальных данных, имеет вид

$$\frac{I}{E} \left(\frac{\text{дин} \cdot \text{с}}{\text{Дж}} \right) = \frac{4P_2 \tau_a \left[1.9 + 6.7 \cdot 10^{-6} q^{1/2} t_n^{1/4} + \beta \left(\frac{\tau_b}{\tau_2} \right)^{1/4} \right] + \gamma \tau_c^{7/8} q^{-1/4} \lambda^{-1/4} G^{-3}}{\tau}, \quad (12)$$

где τ_a , τ_b , τ_c , τ_1 , τ_2 , τ_n в нс, q в Вт/см², λ в мкм.

В формуле (12) входящие в нее величины принимают различные значения

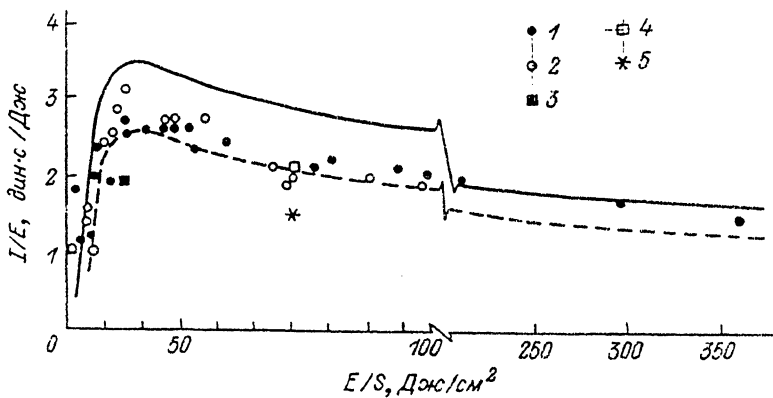


Рис. 1. Экспериментальная (кружки) и теоретическая (линии) зависимости удельного импульса отдачи от плотности энергии греющего излучения.

1 и штриховая линия — $\lambda = 1.05$ мкм, $\tau = 30$ нс, 2 и сплошная линия — $\lambda = 0.35$ мкм, $\tau = 20$ нс. Сплошная мишень из алюминия, диаметр пятна облучения 0.55–1.25 см. Результаты численных расчетов по программе "Слава": λ , мкм: 3, 5 — 1.05; 4 — 0.35; τ , нс: 3 — 30, 4 — 40, 5 — 60.

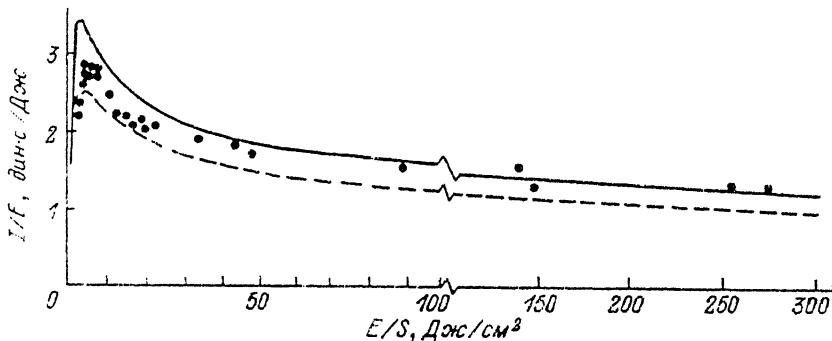


Рис. 2. Экспериментальная и теоретическая зависимости удельного импульса отдачи от плотности энергии греющего излучения.

Эксперимент: $\lambda = 1.05$ мкм, $\tau = 1$ нс; расчет по модели: $\lambda = 0.35$ мкм, $\tau = 0.7$ нс (сплошная кривая), $\lambda = 1.05$ мкм, $\tau = 1$ нс (штриховая). Сплошная мишень из алюминия, диаметр пятна облучения 0.55–1.25 см.

в зависимости от того, в каком режиме происходит взаимодействие лазерного излучения с веществом, т. е. от соотношения между текущим временем τ и характерными временами смены режимов τ_1, τ_2, τ_3 . Величины τ_1, τ_2 даются формулами (1) и (9)

$$1) \tau < \tau_1 \rightarrow \tau_a = 0; \tau_c = 0 \rightarrow \frac{I}{E} = 0;$$

$$2) \left. \begin{array}{l} \tau_1 < \tau < \tau_1 + \tau_2 \\ \text{или} \\ \tau_1 < \tau, \text{ но } q < q_0 \end{array} \right\} \rightarrow P_2 = 0.8; \beta = 0; \gamma = 0; \tau_a = \tau - \tau_1;$$

$$3) \tau_1 + \tau_2 < \tau < \tau_1 + \tau_2 + \tau_3 \rightarrow P_2 = 0.8; \beta = 0.65; \\ \gamma = 0; \tau_a = \tau_2; \tau_b = \tau - (\tau_1 + \tau_2);$$

$$4) \tau > \tau_1 + \tau_2 + \tau_3 \rightarrow P_2 = 0.8; \beta = 0.65; \gamma = 700; \\ \tau_a = \tau_2, \tau_b = \tau_3, \tau_c = \tau - (\tau_1 + \tau_2 + \tau_3).$$

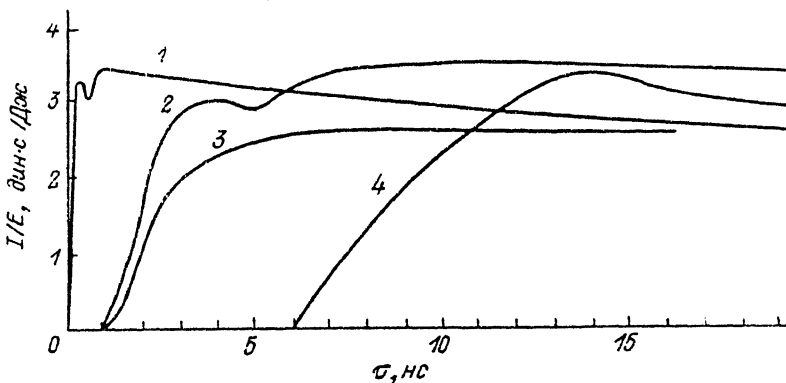


Рис. 3. Зависимость удельного импульса отдачи от времени для алюминиевой мишени и длительности импульса 20 нс.

E/S , Дж/см²: 1 — 60; 2, 3 — 20; 4 — 10; τ , мкм: 1, 2, 4 — 0.35, 3 — 1.05.

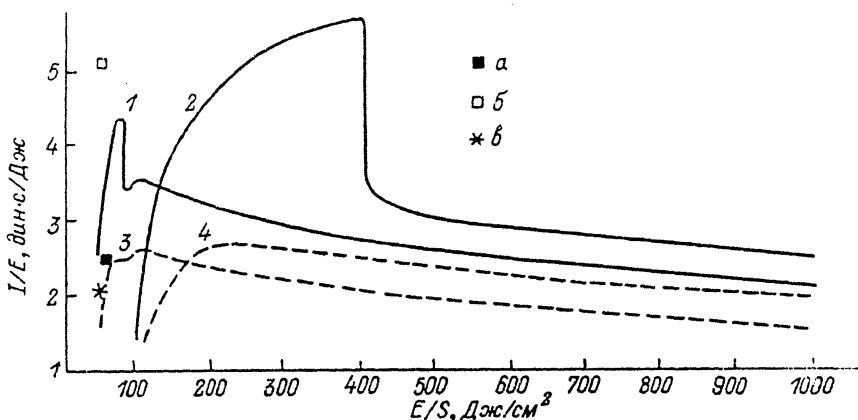


Рис. 4. Зависимость удельного импульса отдачи от E/S для алюминиевой мишени.

λ , мкм: 1, 2 — 0.35; 3, 4 — 1.05; τ , с: 1, 3 — 10^{-6} ; 2, 4 — $5 \cdot 10^{-6}$; результаты численных расчетов по программе "Слава": λ , мкм: а, в — 1.05; б — 0.35; $\tau = 10^{-6}$ с.

Результаты расчетов, проведенных по формуле (12), представлены на рис. 1, 2, где они сравниваются с экспериментальными данными [7]. Расчеты и эксперименты проводились при длинах волн греющего излучения 1.05 и 0.35 мкм и длительности импульсов ~ 30 и 1 нс. Видно, что формула (12) хорошо описывает экспериментальные данные. На рис. 1 нанесены также точки численного расчета по программе "Слава". Важно отметить, что эксперимент не дает в целом увеличения I/E при уменьшении длины волн греющего света при длительностях импульса 1—30 нс, хотя тенденция к увеличению I/E для $\lambda = 0.35$ мкм может быть отмечена для значений E/S в окрестности максимума аппроксимаций экспериментальных кривых. Численные расчеты при таких длительностях импульса также дают лишь незначительное увеличение I/E для $\lambda = 0.35$ мкм по сравнению со случаем $\lambda = 1.05$ мкм. Анализ, проведенный с учетом разработанной модели, позволяет объяснить это тем, что чисто испарительная стадия проходит очень быстро на переднем фронте импульса и ее увеличение при уменьшении τ слабо сказывается на конечном I/E . Увеличение I/E в модели связано со слабой зависимостью $\lambda^{-1/4}$ на стадии самосогласованного разлета.

Отличие модельных и численных расчетов по абсолютной величине обус-

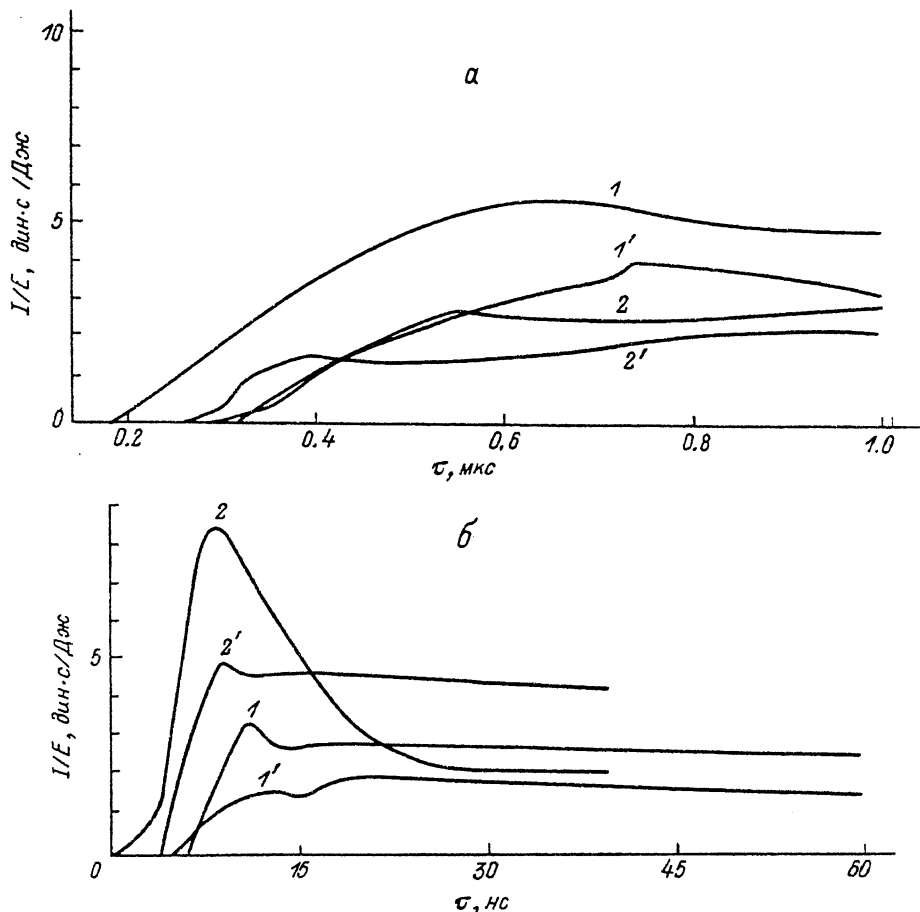


Рис. 5. Результаты расчетов по программе "Слава" (индексы у кривых без штрихов) и по модели (индексы со штрихами).

а — $E/S = 50 \text{ Дж}/\text{см}^2$, $\tau = 10^{-6} \text{ с}$; $\lambda = 0.35$ (I, I'), 1.05 мкм ($2, 2'$); б — $E/S = 60 \text{ Дж}/\text{см}^2$, $\tau = 6 \cdot 10^{-8} \text{ с}$; $\lambda = 1.05$ (I, I'), 0.35 мкм ($2, 2'$).

ловлено более подробным описанием процесса взаимодействия лазерного излучения с преградой по сравнению с моделью.

При переходе от длительности импульса 30 к 1 нс максимум на кривой (I/E) (E/S) становится острее. Это проявляется в эксперименте и при теоретическом анализе. На рис. 3 представлены временные зависимости $(I/E)(t)$ для различных параметров греющего лазерного излучения. Видно, что с уменьшением плотности энергии в греющем импульсе заданной длительности время до начала испарения увеличивается, а минимум на кривой $(I/E)(t)$, связанный с образованием непрозрачной плазмы, также сдвигается вправо и становится более плавным. При $E/S = 20 \text{ Дж}/\text{см}^2$ переход от $\lambda = 0.35 \text{ мкм}$ к 1.05 мкм вообще приводит к исчезновению этого минимума, поскольку чисто испарительная стадия сильно уменьшается.

На основании разработанной и проверенной в эксперименте модели был рассмотрен микросекундный диапазон длительностей импульсов (рис. 4). Видно, что в этом случае импульс отдачи на длине волны $\lambda = 0.35 \text{ мкм}$ существенно превышает импульс при $\lambda = 1.05 \text{ мкм}$, когда для $\lambda = 0.35 \text{ мкм}$ плотность потока меньше минимальной, требуемой для плазмообразования $q < q_0 = 10^7/\lambda^2$, а для $\lambda = 1.05 \text{ мкм}$ она превзойдена: $q > q_0$. При дальнейшем увеличении длительности импульса аналогичный максимум на кривой (I/E) (E/S) появится и для длины волны 1.05 мкм .

Данные численного расчета по программе "Слава", нанесенные на рис. 4, также показывают существенное превышение I/E для случая $\lambda = 0.35$ мкм по сравнению со случаем $\lambda = 1.05$ мкм для импульсов микросекундной длительности. Отметим здесь, что в случае расчета $\lambda = 0.35$ мкм и $t_{\text{л}} = 1$ мкс степень ионизации паров была значительно меньше единицы, т. е. реализовывался режим, близкий к чисто испарительному случаю в модели. Максимальное модельное I/E при указанных λ и $t_{\text{л}}$ в чисто испарительном случае составляет величину порядка $7 \text{ дин/с} \cdot \text{Дж}$, что близко к значению, полученному по программе ($5.1 \text{ дин/с} \cdot \text{Дж}$).

На рис. 5 представлены кривые $(I/E)(\tau)$, полученное в численном расчете по программе "Слава", и их аппроксимации по формуле (12). Надо сказать, что в численном расчете временная форма импульса лазерного излучения имела вид равнобедренного треугольника. Предполагая, что испарение вещества мишени и пробой эрозионных паров происходят на переднем фронте лазерного импульса, и задавая передний фронт как $q(t) = q_m \tau / t_m$, где q_m — максимальная плотность лазерного излучения, t_m — время достижения максимума лазерного импульса, мы можем, исходя из (1) и (6), получить следующие формулы для τ_1 и τ_2 , которые необходимо использовать при аппроксимации численных расчетов по формуле (12):

$$\tau_1 \approx 2 \cdot 10^2 \left[\frac{t_m t_{\text{л}}}{P_1 \frac{E}{S}} \right]^{2/3}, \quad \tau_2 \approx 7 \cdot 10^6 \left[\frac{t_{\text{л}} t_m}{2\lambda \frac{E}{S}} \right]^{2/3}, \quad (13)$$

где $t_{\text{л}}$ — длительность лазерного импульса; $\tau_1, \tau_2, t_m, t_{\text{л}}$ в с, λ в мкм, E/S в Дж/см².

Сравнение показывает, что модель неплохо описывает поведение расчетных кривых $(I/E)(\tau)$ в широком диапазоне излучения $t_{\text{л}}$ и λ , четко отражая характерные изменения расчетных кривых, связанных с изменениями режима взаимодействия лазерного излучения с преградой.

Авторы выражают благодарность В. А. Рыбакову за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Гноевой Я. Н., Петрухин А. И., Плешанов Ю. Е., Суляев В. А. // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 11. Вып. 9. С. 440—443.
- [2] Козлов Н. Н., Маркович И. Э., Немчинов И. В. и др. // Квантовая электрон. 1975. Т. 2. № 9. С. 1930—1941.
- [3] Анисимов С. И., Имас Я. А., Ромднов Т. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.
- [4] Малявина Т. Б., Немчинов И. В. // ПМТФ. 1972. № 5. С. 58—75.
- [5] Афанасьев Ю. В., Кроль В. И., Крохин О. Н., Немчинов И. В. // ПММ. 1966. Т. 30. № 6. С. 1022—1028.
- [6] Немчинов И. В. // ПММ. 1967. Т. 31. № 2. С. 300—319.
- [7] Баянов В. И., Голубь А. П., Горбунов В. А. и др. // Тез. докл. VII Всесоюз. конф. по взаимодействию оптического излучения с веществом. Л., 1988. С. 170.
- [8] Бункин Ф. В., Прохоров А. М. // УФН. 1976. Т. 119. № 3. С. 425—446.
- [9] Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
- [10] Голубь А. П., Немчинов И. В. // ИФЖ. 1990. Т. 59. № 1. С. 51—61.
- [11] Андреев А. А., Мак А. А., Серебряков В. А., Соловьев Н. А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48. № 11. С. 2270—2277.
- [12] Тимошенко В. Н., Львов О. И. // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 5. С. 976.
- [13] Мажукин В. И., Самохин А. А. // Математическое моделирование. Нелинейные дифференциальные уравнения математической физики. М.: Наука, 1987. С. 191—244.

Поступило в Редакцию
25 мая 1990 г.
В окончательной редакции
31 мая 1991 г.