

# ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ ПЛОСКОМУ СЛОЮ ВЕЩЕСТВА ПРОИЗВОЛЬНОЙ ТОЛЩИНЫ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ АБЛЯЦИОННОМ ПРОЦЕССЕ

*С. Ю. Гуськов\**

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 3 апреля 2003 г.

Получено общее аналитическое решение задачи о гидродинамической передаче энергии плоскому слою вещества произвольной начальной толщины при протекании на одной из его поверхностей абляционного процесса — испарения вещества и образования градиента давления под действием внешнего импульсного источника энергии. Решение получено в виде зависимости доли энергии источника, переданной неиспаренной части слоя, от интенсивности и длительности действия источника энергии, а также от начальной толщины и плотности вещества слоя. Решение включает в себя, как предельные случаи, полученные ранее решения для коэффициента гидродинамической передачи при абляционном ускорении тонкого слоя, время прохождения по которому ударной или звуковой волны много меньше длительности действия источника энергии, и для эффективности абляционного нагружения при распространении ударной волны в полубесконечном слое.

PACS: 42.62.Cf, 52.38.Mf, 62.50.+p

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Воздействие на твердое вещество мощного потока излучения в широком диапазоне параметров последнего происходит посредством абляционного процесса, который состоит в испарении вещества и образовании давления во внешней части мишени, и, в результате этого, в возбуждении гидродинамического движения в неиспаренной части мишени. Под эффективностью гидродинамической передачи энергии при таком воздействии понимается доля энергии воздействующего излучения, которая передается неиспаренной части мишени. Проблема передачи энергии веществу в результате абляционного процесса имеет принципиальное значение для широкого круга задач, связанных с воздействием на вещество мощных потоков излучения, таких как лазерное и рентгеновское излучение, пучки тяжелых ионов и другие. К этим задачам в первую очередь относятся инерциальный термоядерный синтез и технология обработки материалов.

Ранее решения для эффективности гидродина-

мической передачи энергии при абляционном процессе были получены для двух предельных случаев задачи: для случая тонкого слоя, время распространения по которому волны гидродинамических возмущений (ударной или звуковой волны) много меньше длительности лазерного импульса [1], и для случая полубесконечного слоя [2].

В работе [1] эффективность гидродинамической передачи энергии (или, следуя терминологии авторов работы, коэффициент гидродинамической передачи) была получена как результат решения задачи об ускорении тонкого слоя под действием давления вещества, испаряемого на границе слоя при его нагреве внешним источником энергии. Соотношения между параметрами вещества испаренной и неиспаренной частей слоя, а также скорость волны испарения находились из условий непрерывности на гидродинамическом разрыве, с помощью которого моделировалась поверхность испарения. Скорость неиспаренной части слоя определялась как решение уравнения движения плоского слоя с переменной массой под действием давления испаренного вещества. Такая постановка задачи справедлива для

\*E-mail: guskov@sci.lebedev.ru

моментов времени более поздних, чем момент выхода ударной или звуковой волны на тыльную поверхность слоя. Поэтому решение работы [1] справедливо только для достаточно тонкого слоя или достаточно протяженного импульса источника энергии, таких что длительность импульса превосходит время распространения по слою ударной или звуковой волны. В результате решение представляет собой функцию только доли испаренной массы слоя. Изложенная постановка задачи соответствует физическим условиям абляционного ускорения вещества при сжатии мишеней инерциального термоядерного синтеза. Поэтому полученное в работе [1] решение достаточно точно описывает весь набор данных многочисленных экспериментов по абляционному ускорению тонких фольг под действием лазерного импульса, включая как данные, относящиеся в целом к эффективности гидродинамической передачи энергии, так и измерения испаренной массы и конечной скорости мишени по отдельности (см., например, [3]). Решение аналогичной задачи для тонкого сферического слоя [4, 5], в свою очередь, хорошо согласуется с данными экспериментов по ускорению к центру сферической оболочечной мишени под действием лазерного импульса [4, 6].

В работе [2] решена задача о трансформации энергии импульсного источника энергии в энергию ударной волны при абляционном процессе на поверхности плоского слоя вещества бесконечной толщины. Доля энергии внешнего источника, которая преобразуется в энергию ударной волны, распространяющейся в глубь слоя или, согласно термину, введенному в работе [2], эффективность абляционного нагружения вещества представляет собой функцию отношения плотностей испаренной и неиспаренной частей мишени. Решение работы [2] хорошо описывает результаты экспериментов по воздействию лазерного импульса на поверхность «толстых» образцов различных материалов (в частности, металлов), проведенных в широком диапазоне интенсивностей излучения от  $10^8$  до  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Это решение дает достаточно точное значение, например, глубины разрушения материала под действием лазерного импульса (см., например, [7]).

В данной работе на основе анализа динамики ударной и звуковой волн, которые распространяются в результате абляционного процесса в слое вещества конечной толщины, получено общее решение задачи об эффективности гидродинамической передачи энергии внешнего источника слою вещества (далее будем использовать термин «гидродинамическая эффективность») при произвольных значени-

ях толщины слоя и длительности действия источника энергии. Оно включает, как предельные случаи, решение для коэффициента гидродинамической передачи при абляционном ускорении тонкого слоя и решение для эффективности абляционного нагружения при распространении гидродинамической волны в полубесконечном слое.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Будем считать, что внешний импульс энергии имеет постоянную интенсивность. Волна гидродинамических возмущений в мишени, обусловленная воздействием внешнего импульса энергии, может быть либо ударной, либо звуковой в зависимости от интенсивности импульса энергии внешнего источника, поскольку последняя однозначно определяет величину абляционного давления и, следовательно, амплитуду давления гидродинамического возмущения. Критерием образования ударной волны будем считать превышение скоростью распространения гидродинамического возмущения скорости звука в невозмущенном веществе слоя, в противном случае будем считать, что возбуждается звуковая волна.

Далее будем полагать, что длительность действия внешнего источника энергии может находиться в произвольном соотношении с временем прохождения волны гидродинамических возмущений через слой. Если длительность действия источника энергии меньше, чем время распространения по слою волны гидродинамических возмущений, передача энергии происходит по мере распространения по слою первой ударной или звуковой волны. При этом энергия передается не всей массе слоя, а только той его части, которая ограничена с одной стороны фронтом волны испарения, а с другой — фронтом гидродинамической волны. Если длительность действия источника энергии превосходит время прохождения первой гидродинамической волны через всю толщину слоя, передача энергии осуществляется с помощью последовательности волн, период которых при постоянной интенсивности источника энергии уменьшается по мере уменьшения толщины слоя за счет испарения. При постоянной интенсивности источника либо все гидродинамические волны могут быть звуковыми, либо все за исключением первой волны.

Ускорение слоя конечной толщины в результате распространения ударной или звуковой волны по всей его толщине, естественно, описывается интегральным уравнением Ньютона, которое оперирует

понятиями массы и скорости всего объекта. Действительно, за время прохождения гидродинамической волной всей толщины слоя,  $\delta t = \Delta_0/D_h$  ( $\Delta_0$  — толщина слоя,  $D_h$  — скорость волны), приращение скорости всей массы слоя составит величину, равную скорости вещества за фронтом гидродинамической волны,  $\delta u = V_h$ . Отсюда

$$\frac{\delta u}{\delta t} = \frac{V_h D_h}{\Delta_0}. \quad (1)$$

Далее, воспользуемся хорошо известными формулами для скоростей  $D_h$  и  $V_h$  в случае звуковой волны

$$D_h = c_0, \quad V_h = \frac{P_c}{\rho_0 c_0} \quad (2)$$

и ударной волны (для простоты — сильной ударной волны)

$$D_h = \left( \frac{\gamma + 1}{2} \frac{P_c}{\rho_0} \right)^{1/2}, \quad V_h = \left( \frac{2}{\gamma + 1} \frac{P_c}{\rho_0} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Здесь  $P_c$ ,  $\gamma$ ,  $\rho_0$  — соответственно, давление за фронтами волн, показатель адиабаты, плотность невозмущенного вещества,

$$c_0 = \left( \gamma \frac{P_c}{\rho_0} \right)^{1/2} \quad (4)$$

— скорость звука в нем. Подставляя в (1) выражения (2) или (3), для обоих случаев получаем

$$\frac{du}{dt} = \frac{P_c}{\Delta_0 \rho_0}. \quad (5)$$

Точность описания ускорения слоя интегральным уравнением Ньютона тем выше, чем больше длительность действия источника энергии по сравнению с длительностью распространения по слою гидродинамической волны.

С учетом изложенных выше обстоятельств модель передачи энергии плоскому слою произвольной толщины может быть построена следующим образом. Если длительность действия источника превышает период распространения первой гидродинамической волны по слою, то на начальной стадии процесса, длительность которой ограничена моментом выхода гидродинамической волны на тыльную поверхность слоя,  $t_b$ , передача энергии описывается как результат распространения по слою гидродинамической волны. После выхода гидродинамической волны на тыльную поверхность слоя, начиная с момента  $t \geq t_b$ , когда движением оказывается охвачена вся неиспаренная часть слоя, можно считать, что энергия передается всей неиспаренной массе слоя в

результате ее ускорения как целого, под действием давления испаренного вещества мишени. Этот процесс можно описывать уравнением Ньютона для скорости и массы всей неиспаренной части слоя. Если длительность действия источника меньше времени распространения первой гидродинамической волны по слою, передача энергии описывается только как передача энергии от гидродинамической волны. Изложенной модели отвечают следующие постановки задачи для двух типов волн гидродинамических возмущений.

1. Длительность действия источника энергии меньше, чем время распространения по слою волны гидродинамических возмущений.

а) Ударная волна. В этом случае имеются два гидродинамических разрыва: граница испарения и фронт ударной волны. Будем полагать, что пространственные распределения плотности, давления и скорости вещества во всех частях слоя однородны. Поток энергии от внешнего источника с интенсивностью  $I$  поступает на границу испарения и преобразуется в потоки кинетической и тепловой энергий вещества неиспаренной,  $I_c$ , и испаренной,  $I_a$ , частей слоя,  $I = I_c + I_a$ . Соотношения между параметрами вещества по обе стороны границы испарения в испаренной части мишени и неиспаренной части мишени за фронтом ударной волны определяются из условий непрерывности потоков массы, импульса и энергии на разрыве:

$$\begin{aligned} \rho_c D_{ev} &= \rho_a (v + u + D_{ev}), \\ P_c &= P_a + \rho_c D_{ev} (v + u), \\ I &= \rho_c D_{ev} \left[ \varepsilon_a + \Omega + \frac{1}{2} (v + u)^2 \right] + P_a (v + u). \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь  $\rho_{a(c)}$  и  $P_{a(c)}$  — соответственно, плотность и давление испаренного вещества (вещества неиспаренной части мишени за фронтом ударной волны),

$$\varepsilon_a = \frac{P_a}{(\gamma_a - 1)\rho_a}$$

— внутренняя энергия испаренного вещества,  $\Omega$  — энергия связи вещества в начальном состоянии,  $v$ ,  $u$  и  $D_{ev}$  — соответственно, скорость испаренного вещества, скорость вещества неиспаренной части слоя за фронтом ударной волны и скорость волны испарения, которые связаны условием Жу́ге:

$$v + u + D_{ev} = c_a \equiv \left( \gamma_a \frac{P_a}{\rho_a} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

где  $c_a$  — адиабатическая скорость звука. Соотношения между параметрами невозмущенного вещества

слоя и вещества за фронтом ударной волны определяются из условий непрерывности потоков массы, импульса и энергии на фронте ударной волны. В случае сильной ударной волны [8] имеем

$$\rho_c = \frac{\gamma_c + 1}{\gamma_c - 1} \rho_0, \quad P_c = \frac{2}{\gamma_c + 1} \rho_0 D_w^2, \quad (8)$$

$$u = \frac{2}{\gamma_c + 1} D_w,$$

где  $\rho_0$  — плотность вещества слоя в нормальном состоянии,  $D_w$  — скорость фронта ударной волны,  $\gamma_c$  — показатель адиабаты для вещества слоя.

Таким образом, по мере распространения ударной волны масса неиспаренного вещества слоя за фронтом волны,

$$M_c(t) = (D_w \rho_0 - D_{ev} \rho_c) t, \quad (9)$$

передаются удельные кинетическая и тепловая энергии

$$\varepsilon_k = \frac{u^2}{2}, \quad \varepsilon_t = \frac{1}{\gamma_c - 1} \frac{P_c}{\rho_c}. \quad (10)$$

б) Звуковая волна. Параметры испаренного вещества и неиспаренного вещества за фронтом волны связаны, по-прежнему, уравнениями непрерывности (6) на границе испарения с учетом соотношения Жуке (7), а параметры неиспаренного вещества за фронтом волны и невозмущенного вещества — акустическими соотношениями

$$\rho_c \approx \rho_0, \quad u \approx \frac{P_c}{\rho_0 c_0}. \quad (11)$$

Формулы для энергий  $\varepsilon_k$ ,  $\varepsilon_t$  и массы неиспаренной части слоя, которой передается энергия, очевидным образом отличаются от формул (9), (10):

$$\varepsilon_k = \frac{u^2}{2}, \quad \varepsilon_t = \frac{1}{\gamma_c - 1} \frac{P_c}{\rho_0}, \quad (12)$$

$$M_c(t) = (c_0 - D_{ev}) \rho_0 t.$$

2. Длительность действия источника энергии больше, чем время распространения по слою волны гидродинамических возмущений.

На начальной стадии, пока волна не выйдет на тыльную поверхность слоя, постановка задачи совпадает с предыдущим случаем. После выхода волны на тыльную поверхность, когда движением охватывается вся масса слоя, задача описывается уравнением движения для слоя переменной массы, которая уменьшается за счет испарения:

$$M \frac{du}{dt} = P_c, \quad \frac{dM}{dt} = -D_{ev}. \quad (13)$$

Давление  $P_c$  и скорость волны испарения  $D_{ev}$  выражаются через параметры внешнего источника энергии и начальные параметры слоя в результате решения уравнений непрерывности на границе испарения (6) с учетом (7). Начальными условиями являются скорость вещества за фронтом гидродинамической волны и масса слоя в момент выхода волны на тыльную поверхность слоя:

$$u_0 = u|_{t=t_b}, \quad M_0 = M|_{t=t_b}, \quad (14)$$

которые определяются из соотношений (6)–(10) или (6), (7), (11), (12) и решения задачи на первой стадии, соответственно, для случаев ударной или звуковой волны.

### 3. ОБЩЕЕ РЕШЕНИЕ ДЛЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ

В данном разделе представлены решения задачи в приближении малости плотности испаренного вещества мишени по сравнению с плотностью слоя в невозмущенном состоянии,  $\rho_a \ll \rho_c$ , и в приближении малости энергии связи вещества по сравнению с плотностью внутренней энергии испаренного вещества,  $\Omega \ll \varepsilon_a$ .

Решая совместно уравнения непрерывности на границе испарения (6) с учетом условия Жуке (7), получаем следующие универсальные для обоих типов начальных гидродинамических волн выражения, связывающие скорость волны испарения и давление вещества за фронтом гидродинамической волны, соответственно, со скоростью звука и давлением вещества в испаренной части мишени и, в конечном итоге, с интенсивностью источника энергии и плотностями испаренного вещества и неиспаренного вещества за фронтом гидродинамической волны:

$$D_{ev} = \frac{\rho_a}{\rho_c} c_a, \quad P_c = (\gamma_a + 1) P_a, \quad (15)$$

где

$$P_a = \frac{1}{\gamma_a} \rho_a c_a^2, \quad c_a = \left[ \frac{2(\gamma_a - 1)}{\gamma_a + 1} \frac{I}{\rho_a} \right]^{1/3}. \quad (16)$$

Определим условия возбуждения того или иного типа начальной волны гидродинамических возмущений. При подстановке в (11) соотношения (15) между давлением  $P_c$  в неиспаренной части вещества и абляционным давлением  $P_a$  условие возбуждения ударной волны,  $u_c > c_0$ , записывается в виде

$$\frac{\rho_a c_a^2}{\rho_0 c_0^2} > \frac{\gamma_a}{\gamma_a + 1}. \quad (17)$$

Подставляя в (17) выражение (16) для скорости  $c_a$ , получаем пороговое значение интенсивности источника энергии, которое отвечает возбуждению ударной волны:

$$I > \frac{1}{2} \left( \frac{\gamma_a}{\gamma_a + 1} \right)^{3/2} \frac{\gamma_a + 1}{\gamma_a - 1} \left( \frac{\rho_a}{\rho_0} \right)^{-1/2} \rho_0 c_0^3. \quad (18)$$

Пороговая интенсивность тем меньше, чем больше отношение плотности испаренного вещества к начальной плотности вещества слоя. Возбуждению звуковой волны отвечают противоположные знаки в выражениях (17) и (18). Отношение

$$\beta = \frac{\rho_a c_a^2}{\rho_0 c_0^2}$$

будем называть параметром адиабатичности абляционного воздействия или просто параметром адиабатичности.

В случае начальной ударной волны скорость волны испарения, скорость ударной волны и скорость вещества за фронтом ударной волны находятся из соотношений (8), (15) и (16):

$$\begin{aligned} D_{ev} &= \frac{\gamma_c - 1}{\gamma_c + 1} \frac{\rho_a}{\rho_0} c_a, \\ D_w &\equiv \frac{\gamma_c + 1}{2} u_c = \\ &= \left[ \frac{(\gamma_c + 1)(\gamma_a + 1)}{2\gamma_a} \right]^{1/2} \left( \frac{\rho_a}{\rho_0} \right)^{1/2} c_a. \end{aligned} \quad (19)$$

В случае начальной звуковой волны ее скорость, т. е. скорость звука в невозмущенном веществе,  $c_0$ , является заданным параметром задачи, а скорость волны испарения и скорость вещества за фронтом звуковой волны определяются из соотношений (11), (15) и (16):

$$D_{ev} = \frac{\rho_a}{\rho_0} c_a, \quad u_c = \frac{\gamma_a + 1}{\gamma_a} \beta c_0. \quad (20)$$

Задача содержит три временных параметра: длительность действия источника энергии,  $t_p$ , время прохождения слоя гидродинамической волной,  $t_b$  ( $t_b = \Delta_0/c_0$  в случае звуковой волны,  $t_b = \Delta_0/D_w$  в случае ударной волны), и время полного испарения слоя,  $t_{ev}$  ( $t_{ev} = \Delta_0/D_{ev}$  в случае звуковой волны,

$$t_{ev} = \frac{\gamma_c - 1}{\gamma_c + 1} \frac{\Delta_0}{D_{ev}}$$

в случае ударной волны). В случае ударной волны времена  $t_b$  и  $t_{ev}$  определяются с помощью соотношений (19):

$$\begin{aligned} t_b &= \left[ \frac{2\gamma_a}{(\gamma_a + 1)(\gamma_c + 1)} \right]^{1/2} \left( \frac{\rho_a}{\rho_0} \right)^{-1/2} \frac{\Delta_0}{c_a}, \\ t_{ev} &= \left( \frac{\rho_a}{\rho_0} \right)^{-1} \frac{\Delta_0}{c_a}, \end{aligned} \quad (21)$$

а в случае звуковой волны — с помощью соотношений (20):

$$t_b = \frac{\Delta_0}{c_0}, \quad t_{ev} = \left( \frac{\rho_a}{\rho_0} \right)^{-1} \frac{\Delta_0}{c_a}. \quad (22)$$

Решение для гидродинамической эффективности в общей форме, одинаковой для обоих типов начальных волн, зависит от двух безразмерных параметров, которые являются отношениями временных параметров задачи:  $\tau_b = t_p/t_b$  и  $\tau_{ev} = t_p/t_{ev}$ . В различных диапазонах изменения параметра  $\tau_b$  решение имеет следующий вид.

1.  $0 \leq \tau_b \leq 1$ , длительность действия источника энергии меньше времени прохождения по слою гидродинамической волны. Используя соотношения (9), (10) и (15), (16), (19) для ударно-волновой задачи или (12), (15), (16), (20) для звуковой задачи, получаем

$$\begin{aligned} \varepsilon_k &= \varepsilon_T = \frac{1}{2} \left( \frac{\gamma_a + 1}{\gamma_a} \right)^2 \left( \frac{\tau_{ev}}{\tau_b} \right)^2 c_a^2, \\ M_c &= \left( 1 - \frac{\tau_{ev}}{\tau_b} \right) \tau_b \rho_0 \Delta_0. \end{aligned} \quad (23)$$

Отсюда полная гидродинамическая эффективность

$$\eta = \frac{(\varepsilon_k + \varepsilon_T) M_c}{I t_p}$$

и гидродинамические эффективности по кинетической энергии,

$$\eta_k = \frac{\varepsilon_k M_c}{I t_p},$$

и тепловой энергии,

$$\eta_T = \frac{\varepsilon_T M_c}{I t_p}$$

( $\eta = \eta_k + \eta_T$ ), имеют вид

$$\eta = 2\eta_k = 2\eta_T = 2 \frac{\gamma_a^2 - 1}{\gamma_a^2} \frac{\tau_{ev}}{\tau_b} \left( 1 - \frac{\tau_{ev}}{\tau_b} \right). \quad (24)$$

2.  $\tau_b \geq 1$ , длительность действия источника больше времени прохождения гидродинамической волны по слою. Решение уравнений (13) с начальными условиями (14) дает

$$\begin{aligned} \varepsilon_k &= \frac{1}{2} \left( \frac{\gamma_a + 1}{\gamma_a} \right)^2 \left( \frac{\tau_{ev}}{\tau_b} \right)^2 \times \\ &\times c_a^2 \left( 1 + \frac{\tau_b}{\tau_{ev}} \ln \frac{1 - \tau_{ev}/\tau_b}{1 - \tau_{ev}} \right)^2, \end{aligned} \quad (25)$$

$$\varepsilon_T = \frac{1}{2} \left( \frac{\gamma_a + 1}{\gamma_a} \right)^2 \left( \frac{\tau_{ev}}{\tau_b} \right)^2 c_a^2,$$

$$M_c = (1 - \tau_{ev}) \rho_0 \Delta_0.$$

Далее, используя выражение (25), с учетом тепловой энергии, которая была передана слою волной (см. (10) и (12)), для гидродинамической эффективности получаем

$$\eta = \frac{\gamma_a^2 - 1}{\gamma_a^2} \left( \frac{\tau_{ev}}{\tau_b} \right)^2 \frac{1 - \tau_{ev}}{\tau_{ev}} \times \left[ 1 + \left( 1 + \frac{\tau_b}{\tau_{ev}} \ln \frac{1 - \tau_{ev}/\tau_b}{1 - \tau_{ev}} \right)^2 \right], \quad (26)$$

$$\eta_k = \frac{\gamma_a^2 - 1}{\gamma_a^2} \left( \frac{\tau_{ev}}{\tau_b} \right)^2 \frac{1 - \tau_{ev}}{\tau_{ev}} \left( 1 + \frac{\tau_b}{\tau_{ev}} \ln \frac{1 - \tau_{ev}/\tau_b}{1 - \tau_{ev}} \right)^2, \\ \eta_T = \frac{\gamma_a^2 - 1}{\gamma_a^2} \left( \frac{\tau_{ev}}{\tau_b} \right)^2 \frac{1 - \tau_{ev}}{\tau_{ev}}.$$

Отношение параметров  $\tau_{ev}$  и  $\tau_b$  представляет собой отношение скоростей волны испарения и гидродинамической волны:  $\tau_{ev}/\tau_b = D_{ev}/D_h$ . Для ударной и звуковой волн это отношение составляет, соответственно,

$$\frac{\tau_{ev}}{\tau_b} \equiv \frac{D_{ev}}{D_w} = \left[ \frac{2\gamma_a}{(\gamma_a + 1)(\gamma_c + 1)} \right]^{1/2} \left( \frac{\rho_a}{\rho_0} \right)^{1/2}, \quad (27) \\ \frac{\tau_{ev}}{\tau_b} \equiv \frac{D_{ev}}{c_0} = \beta^{1/2} \left( \frac{\rho_a}{\rho_0} \right)^{1/2}.$$

В случае ударной волны отношение  $\tau_{ev}/\tau_b$  с точностью до множителя, зависящего от постоянной адиабаты, есть функция только отношения плотностей испаренной части мишени и невозмущенного вещества,  $\rho_a/\rho_0$ , в случае звуковой волны — отношения плотностей  $\rho_a/\rho_0$  и параметра адиабатичности  $\beta$ .

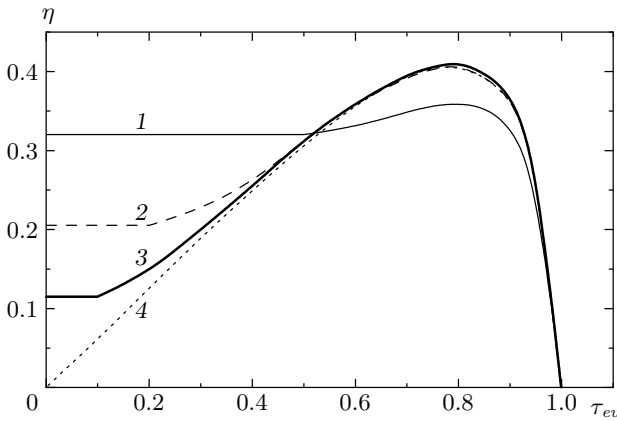
Полученное решение показывает следующие основные особенности гидродинамической эффективности при импульсной абляции слоя вещества произвольной толщины. Если длительность действия источника энергии меньше времени прохождения начальной волной гидродинамических возмущений всей толщины слоя,  $\tau_b \leq 1$  (случай «толстого» слоя), то гидродинамическая эффективность не зависит от длительности действия источника и складывается из передачи энергии в равных частях в тепловую и гидродинамическую составляющие. Энергия передается слою только от начальной волны гидродинамических возмущений и соответствует полученному в работе [2] приближенному решению для случая полубесконечного слоя. Основное отличие точного решения (24), (26) от решения работы [2] состоит в том, что оно учитывает уменьшение передаваемой энергии за счет испарения массы той части слоя, по которой

распространяется гидродинамическая волна (последний множитель формулы (24)). Величина гидродинамической эффективности при  $\tau_b \leq 1$  зависит только от отношения времени прохождения слоя начальной волной и времени полного испарения слоя,  $\tau_{ev}/\tau_b$ . При этом гидродинамическая эффективность имеет максимум при  $\tau_{ev}/\tau_b = 1/2$ , это значение отвечает следующим значениям отношения плотностей  $\rho_a/\rho_0$ , соответственно, в случаях ударной и звуковой волн:

$$\frac{\rho_a}{\rho_0} = \frac{1}{4} \frac{(\gamma_a + 1)(\gamma_c + 1)}{2\gamma_a}, \quad \frac{\rho_a}{\rho_0} = \frac{1}{4\beta} \equiv \frac{1}{4} \frac{\rho_0 c_0^2}{\rho_a c_a^2}.$$

Наличие максимума связано с тем, что, с одной стороны, с ростом параметра  $\tau_{ev}/\tau_b$  (или с ростом отношения плотностей  $\rho_a/\rho_0$ ) увеличивается удельная передаваемая энергия, а с другой стороны, увеличивается скорость уменьшения массы слоя, которой передается энергия за счет увеличения скорости волны испарения. Однако значения отношения плотностей  $\rho_a/\rho_0$ , которым отвечает максимум гидродинамической эффективности, оказываются близкими к единице. Для ударно-волновой задачи при  $\gamma_a = \gamma_c = 5/3$  оно составляет 8/15, для звуковой — лежит в пределах 0.25–1. Абляционный процесс при столь высоких значениях плотности в испаряемой части мишени может идти только в результате воздействия источника с высокой энергией квантов излучения или частиц. При обычных условиях абляционного процесса, например, под действием лазерного излучения с длиной волны  $\lambda \leq 1$  мкм, когда отношение  $\rho_a/\rho_0 \ll 1$ , эффективность передачи энергии увеличивается с ростом отношения плотностей как  $\eta \propto (\rho_a/\rho_0)^{1/2}$ .

Если длительность действия источника энергии превосходит время выхода начальной волны на тыльную поверхность слоя,  $\tau_b \geq 1$  (случай «тонкого» слоя), гидродинамическая эффективность перестает быть независимой от длительности импульса. Пока длительность остается малой по сравнению с временем полного испарения слоя, гидродинамическая эффективность растет при увеличении длительности импульса. При малых значениях отношения длительности действия источника ко времени полного испарения основной вклад в гидродинамическую эффективность вносит увеличение скорости движения слоя как целого при уменьшении его массы за счет испарения. Если длительность действия источника энергии становится сравнимой со временем полного испарения слоя, зависимость от длительности импульса может достигать максимума и далее уменьшаться до нуля в момент полного испарения.



**Рис. 1.** Зависимости гидродинамической эффективности от параметра  $\tau_{ev}$  — отношения длительности лазерного импульса ко времени полного испарения слоя;  $\tau_{ev}/\tau_b = 0.5$  (1), 0.2 (2), 0.1 (3), 0 (4)

рения вещества слоя ( $\tau_{ev} = 1$ ). Наличие максимума является хорошо известным эффектом испарения вещества слоя, который приводит к конкуренции двух факторов: уменьшения массы слоя и увеличения скорости слоя за счет того же уменьшения массы. Этот эффект является причиной максимума зависимости коэффициента гидродинамической передачи от доли испаренной массы, полученной в работе [1] для случая тонкого слоя вещества. Решение для бесконечно тонкого слоя [1] получается из общего решения (24), (26) в результате предельного перехода  $\tau_b \rightarrow \infty$ :

$$\eta_k = \frac{\gamma_a^2 - 1}{\gamma_a^2} \frac{1 - \tau_{ev}}{\tau_{ev}} \ln^2 \frac{1}{1 - \tau_{ev}}. \quad (28)$$

На рис. 1 показаны зависимости гидродинамической эффективности от параметра  $\tau_{ev}$  при различных значениях отношения  $\tau_{ev}/\tau_b$ . Параметр  $\tau_{ev}$  изменяется от 0 до 1. Верхняя граница области изменения соответствует полному испарению всей массы слоя. Кривая для  $\tau_{ev}/\tau_b = 0$ , соответствует случаю бесконечно тонкого слоя. При увеличении отношения  $\tau_{ev}/\tau_b$ , т. е. при уменьшении отношения скорости начальной волны гидродинамических возмущений к скорости волны испарения, например, за счет увеличения отношения плотности в области испаренной части мишени к плотности невозмущенного вещества (см. (27)), увеличивается степень влияния процесса распространения начальной волны гидродинамических возмущений на гидродинамическую эффективность. Область изменения параметра  $\tau_{ev}$ , которая отвечает передаче энергии слою только от

начальной волны и для которой гидродинамическая эффективность не зависит от параметра  $\tau_{ev}$ , т. е. от длительности действия источника энергии, составляет  $0 \leq \tau_{ev} \leq \tau_{ev}/\tau_b$ . Поэтому с ростом отношения  $\tau_{ev}/\tau_b$  увеличивается относительная протяженность области параметра  $\tau_{ev}$ , отвечающая передаче энергии в режиме толстого слоя. Кроме того, с ростом  $\tau_{ev}/\tau_b$  увеличивается относительный вклад в гидродинамическую эффективность передачи энергии от начальной волны гидродинамических возмущений. Для приведенных на рисунке примеров область изменения параметра  $\tau_{ev}$ , которая отвечает передаче энергии в режиме толстого слоя, изменяется от 0 для отношения  $\tau_{ev}/\tau_b = 0$ , до 0.5 при  $\tau_{ev}/\tau_b = 0.5$ . При  $\tau_{ev}/\tau_b = 0.2$  гидродинамическая эффективность передачи энергии от начальной волны составляет 0.2, что для параметра  $\tau_{ev} = 0.5$  составляет 70% от полной гидродинамической эффективности, а для параметра  $\tau_{ev} = 0.8$ , который отвечает максимальной гидродинамической эффективности ( $\approx 0.41$ ) — 50%. При значении параметра  $\tau_{ev}/\tau_b = 0.5$  гидродинамическая эффективность передачи энергии от начальной волны равна 0.32, что составляет для параметра  $\tau_{ev} = 0.8$  уже 75% от полной гидродинамической эффективности.

#### 4. ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ ПЛОСКОГО СЛОЯ

В случае воздействия на вещество источника монохроматического излучения с длиной волны  $\lambda$  и интенсивностью  $I$  в диапазоне  $10^{10} \text{ Вт/см}^2 < I\lambda^2 < 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ , который отвечает абляционному процессу при обратнo-тормозном механизме поглощения излучения в плазме испаренного вещества, характерная плотность области поглощения представляет собой критическую плотность плазмы

$$\rho_{cr} = 1.83 \cdot 10^{-3} \frac{A}{Z\lambda^2} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}. \quad (29)$$

Здесь  $A$  — атомный вес ионов,  $Z$  — степень ионизации плазмы,  $\lambda$  измеряется в мкм.

Наиболее мощными импульсными лазерами, способными обеспечить серьезное силовое воздействие на вещество, являются лазеры на неодимовом стекле, йодный лазер, эксимерные лазеры и  $\text{CO}_2$ -лазер. Длины волн излучения Nd-лазера на основной частоте и первых двух гармониках лежат в диапазоне  $0.33 \text{ мкм} < \lambda \leq 1.06 \text{ мкм}$ , эксимерных лазеров — в диапазоне  $0.2 \text{ мкм} < \lambda \leq 0.4 \text{ мкм}$ , длина волны излучения йодного лазера составляет 1.315 мкм, а  $\text{CO}_2$ -лазера — 10.6 мкм. Критическая

плотность полностью ионизованной плазмы при воздействии относительно коротковолновых Nd-лазера, йодного и эксимерных лазеров лежит в диапазоне  $2 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3 < \rho_{cr} < 9 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^3$  и, таким образом, составляет величины значительно меньшие плотности твердого тела. Еще меньше величина критической плотности для излучения длинноволнового CO<sub>2</sub>-лазера  $\rho_{cr} \approx 3.2 \cdot 10^{-5} \text{ г/см}^3$ .

В данном разделе будут обсуждаться полученные в работе решения на примере воздействия импульса коротковолнового лазерного излучения на слой твердого вещества легких элементов. Выбор такой задачи обусловлен следующими причинами. Гидродинамическая эффективность тем больше, чем выше плотность испаренного вещества, т. е., чем меньше длина волны воздействующего излучения. Выбор легкого вещества слоя обусловлен возможностью отвлечься от проблем ионизационного состояния плазмы испаренной части мишени, считая ее полностью ионизованной, и от проблем радиационных потерь энергии. Проведем анализ решений для гидродинамической эффективности при воздействии лазерного импульса на примере случая возбуждения ударной волны.

С учетом (29) параметр адиабатичности при воздействии лазерного импульса записывается в следующем виде:

$$\beta \approx 8.9 \cdot 10^3 \left( \frac{\gamma_a - 1}{\gamma_a + 1} \right)^{2/3} \left( \frac{A}{Z} \right)^{1/3} \frac{I^{2/3}}{\lambda^{2/3} \rho_0 c_0^2}.$$

Здесь  $I$  измеряется в Вт/см<sup>2</sup>,  $\rho_0$  — в г/см<sup>3</sup>,  $c_0$  — в см/с,  $\lambda$  — в мкм. Используя критерий (18) и полагая  $\gamma_a = 5/3$  и  $A/Z = 2$ , получаем, что ударная волна возбуждается при интенсивности лазерного импульса, превышающей значение

$$I \approx 3.4 \cdot 10^{-6} \lambda (\rho_0 c_0^2)^{3/2} \text{ Вт/см}^2. \quad (30)$$

Согласно (30), пороговое значение интенсивности излучения основной гармоники Nd-лазера при воздействии на полистирол ( $\rho_0 = 1 \text{ г/см}^3$ , продольная скорость звука  $c_0 = 2.35 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ ) составляет  $4.7 \cdot 10^{10} \text{ Вт/см}^2$ , при воздействии на алюминий ( $\rho_0 = 2.7 \text{ г/см}^3$ ,  $c_0 = 6.26 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ ) —  $3.9 \cdot 10^{12} \text{ Вт/см}^2$ , при воздействии на бериллий ( $\rho_0 = 1.85 \text{ г/см}^3$ ,  $c_0 = 12.55 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ ) —  $1.7 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ . Отметим, что пороговое значение интенсивности линейно убывает с уменьшением длины волны излучения. Это связано с тем, что при уменьшении длины волны (увеличении критической плотности) растет абляционное давление (см. (16)).

Запишем решение (24), (26) для случая возбуждения ударной волны в форме явных зависимостей

от параметров лазерно-абляционной задачи: длины волны излучения  $\lambda$ , длительности импульса  $t_p$ , интенсивности  $I$  и плотности вещества мишени  $\rho_0$ . Подставляя в решение выражения (21) для параметров  $\tau_{ev}$  и  $\tau_b$  с учетом выражения (16) для скорости звука в испаренном веществе и выражение (29) для критической плотности и полагая, как и в предыдущих расчетах этого раздела, что  $\gamma_a = 5/3$  и  $A/Z = 2$  и, кроме того,  $\gamma_c = 2$ , получаем следующие результаты.

Условие толстого слоя, т. е. условие того, что толщина слоя столь велика, что за время действия лазерного импульса ударная волна не проходит весь слой, имеет вид

$$\Delta_0 \geq 10.3 \frac{I^{1/3} t_p}{\lambda^{1/3} \rho_0^{1/2}}. \quad (31)$$

Предельная толщина слоя, при превышении которой слой является толстым, а энергия передается слою от ударной волны, растет с уменьшением длины волны лазерного излучения и плотности вещества, а также с увеличением интенсивности лазерного импульса и, естественно, его длительности. При выполнении условия (30) гидродинамическая эффективность не зависит ни от длительности, ни от интенсивности лазерного импульса и составляет

$$\eta = 5 \cdot 10^{-2} \frac{1}{\lambda \rho_0^{1/2}} \left( 1 - 4 \cdot 10^{-2} \frac{1}{\lambda \rho_0^{1/2}} \right). \quad (32)$$

Гидродинамическая эффективность передачи энергии толстому слою тем выше, чем меньше длина волны лазерного излучения и плотность вещества слоя.

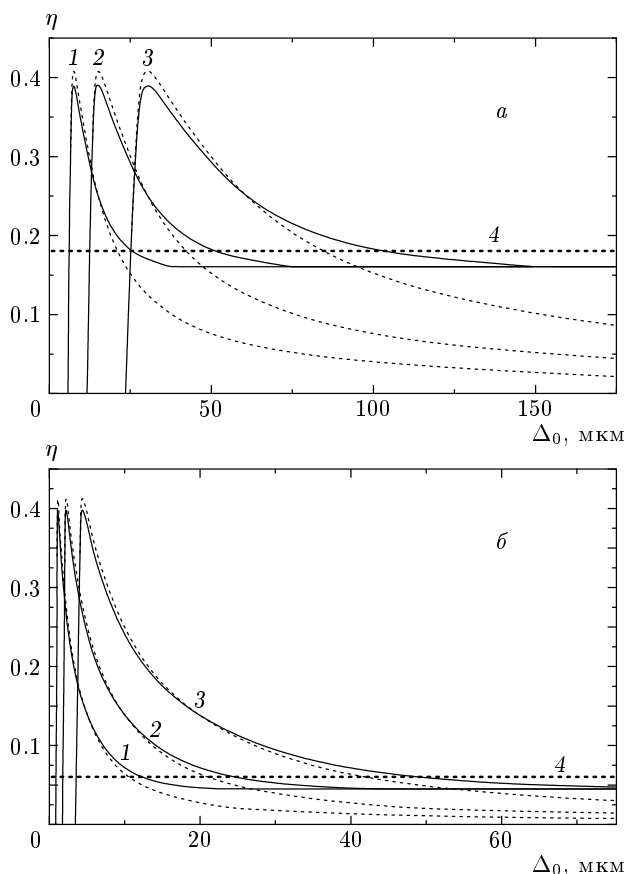
Вторая область изменения параметров задачи соответствует, с одной стороны, условию, что время импульса превосходит время прохождения ударной волной всей толщины слоя, а с другой стороны, условию, что за время лазерного импульса не происходит испарения всего вещества слоя:

$$0.41 \frac{I^{1/3} t_p}{\lambda^{4/3} \rho_0} \leq \Delta_0 \leq 10.3 \frac{I^{1/3} t_p}{\lambda^{1/3} \rho_0^{1/2}}. \quad (33)$$

В этой области параметров гидродинамическая эффективность составляет

$$\eta = \frac{2.4 \cdot 10^{-3} \Delta_0}{\lambda^{2/3} I^{1/3} t_p} \left( 1 - \frac{4.1 \cdot 10^{-1} t_p I^{1/3}}{\Delta_0 \lambda^{4/3} \rho_0} \right) \times \left\{ 1 + \left[ 1 + 25 \lambda \rho_0^{1/2} \ln \left( \left( 1 - \frac{4.2 \cdot 12^{-2}}{\lambda \rho_0^{1/2}} \right) \times \left( 1 - \frac{4.1 \cdot 10^{-1} t_p I^{1/3}}{\Delta_0 \lambda^{4/3} \rho_0} \right)^{-1} \right) \right]^2 \right\}. \quad (34)$$





**Рис. 2.** Зависимости гидродинамической эффективности от толщины слоя полистирола для длины волны воздействующего лазерного излучения  $\lambda = 0.25$  (а),  $1.06$  (б) мкм. Кривые 1, 2, 3 отвечают значениям длительности лазерного импульса 0.5, 1, 2 нс, сплошные линии — решение данной работы, пунктирные — решение для тонкого слоя [1]. Пунктирные линии 4 — значение гидродинамической эффективности из решения работы [2] для полубесконечного слоя

Входящие в выражения (30)–(34) величины измеряются в следующих единицах:  $I$  в  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\Delta_0$  в мкм,  $\rho_0$  в г/см<sup>3</sup>,  $\lambda$  в мкм,  $t_p$  в нс.

На рис. 2 представлены зависимости эффективности гидродинамической передачи энергии плоскому слою полистирола ( $\rho_0 = 1$  г/см<sup>3</sup>) от его толщины при воздействии лазерного излучения с длинами волн  $\lambda = 0.25, 1.06$  мкм при значениях длительности лазерного импульса  $t_p = 2, 1, 0.5$  нс. Интенсивность излучения была выбрана равной  $I = 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. На рисунке приведены также результаты решений работы [1] для тонкого слоя и работы [2] для полубесконечного слоя. Прежде

всего представленные данные иллюстрируют повышение гидродинамической эффективности абляционного процесса при уменьшении длины волны лазерного излучения. Так, например, гидродинамическая эффективность для толстых слоев при воздействии излучения с  $\lambda = 0.25$  мкм ( $\eta = 0.16$ ) примерно в четыре раза выше, чем при воздействии излучения с  $\lambda = 1.06$  мкм ( $\eta = 0.045$ ). Обсудим особенности передачи энергии плоскому слою вещества на основе данных, представленных на рис. 2а для случая  $\lambda = 0.25$  мкм. Для лазерного импульса длительностью  $t_p = 2$  нс передача энергии испаренной части слоя имеет место только для слоя, начальная толщина которого превышает значение  $\Delta_0 = 23.6$  мкм. Более тонкие слои полностью испаряются к моменту окончания импульса. Общее решение близко к решению работы [1] для слоев с толщиной в диапазоне  $23.6 \text{ мкм} \leq \Delta_0 \leq 60 \text{ мкм}$ . Максимальное значение гидродинамической эффективности равно  $\eta_{max} = 0.39$  отвечает начальной толщине слоя  $\Delta_0 = 32$  мкм и достигается при испарении 76 % массы слоя. Согласно решению работы [1], значение  $\eta_{max} = 0.41$  соответствует начальной толщине слоя  $\Delta_0 = 32$  мкм и достигается при испарении 81 % массы слоя. Начиная с толщины слоя  $\Delta_0 = 60$  мкм, решение работы [1] для тонкого слоя показывает более быстрое убывание гидродинамической эффективности по сравнению с общим решением. Для слоя толщиной  $\Delta_0 = 149.5$  мкм, равной расстоянию, на которое распространяется ударная волна в течение длительности лазерного импульса, общее решение дает значение  $\eta = 0.16$ , существенно превышающее результат решения работы [1] для тонкого слоя,  $\eta = 0.1$ . Для толстых слоев толщиной  $\Delta_0 > 149.5$  мкм общее решение приходит к постоянному значению  $\eta = 0.16$ , близкому к значению эффективности абляционного нагружения, полученному в работе [2], в то время как решение для тонкого слоя работы [1] дает физически некорректный результат — уменьшение эффективности гидродинамической передачи и стремление ее к нулю при  $\Delta_0 \rightarrow \infty$ . Для лазерного импульса длительностью  $t_p = 0.5$  нс максимальная толщина полностью испаряющегося слоя составляет 5.9 мкм. Отличие общего решения от решения для тонкого слоя [1] в этом случае имеет место, уже начиная с толщин слоя 20 мкм, значительно меньших, чем для случая  $t_p = 2$  нс. Толстый слой, которому энергия передается только ударной волной, соответствует толщинам  $\Delta_0 \geq 37.4$  мкм, минимальное значение которых также значительно меньше, чем в случае  $t_p = 2$  нс.

С увеличением длины волны лазерного излуче-

ния при прочих равных условиях минимальная толщина слоя, который не испаряется за время действия импульса, и минимальная толщина слоя, который может считаться толстым, уменьшаются. При  $t_p = 2$  нс в случае  $\lambda = 1.06$  мкм эти толщины составляют, соответственно, 3.4 мкм и 92.8 мкм, в то время как в случае  $\lambda = 0.25$  мкм — 23.6 мкм и 149.6 мкм.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Общее решение для эффективности гидродинамической передачи энергии при абляционном воздействии импульсного источника энергии на плоский слой вещества позволяет определить величину энергии, переданной неиспаренной части мишени, а также распределение этой энергии между кинетической и тепловой компонентами при произвольных значениях толщины слоя вещества и длительности действия источника энергии. Наиболее актуальной областью применения решения является исследование энергетического воздействия импульса излучения на твердое вещество в задачах ускорения и нагрева мишеней инерциального термоядерного синтеза и технологической обработки материалов.

Автор признателен В. Б. Розанову, А. Карузо и К. Странгио за полезные обсуждения результатов работы.

Работа выполнена при частичной поддержке УНЦ «Фундаментальная оптика и спектроскопия» (проект Б-0049), РФФИ (грант № 01-02-17361) и INTAS (грант № 0572).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. В. Афанасьев, Е. Г. Гамалий, О. Н. Крохин, В. Б. Розанов, ПММ **39**, 451 (1975).
2. К. С. Гуськов, С. Ю. Гуськов, КЭ **31**, 305 (2001).
3. Н. Г. Басов, Ю. А. Захаренков, А. А. Рупасов и др., *Диагностика плотной плазмы*, под ред. Н. Г. Басова, Наука, Москва (1989).
4. Н. Г. Басов, П. П. Волосевич, Е. Г. Гамалий и др., Письма в ЖЭТФ **28**, 135 (1978).
5. Yu. V. Afanas'ev and S. Yu. Gus'kov, in *Nuclear Fusion by Inertial Confinement*, ed. by G. Velarde et al., CRC Press, Ann Arbor (1993), p. 99.
6. Н. Г. Басов, П. П. Волосевич, Е. Г. Гамалий и др., ЖЭТФ **78**, 420 (1980).
7. С. И. Анисимов, Ю. А. Имас, Г. С. Романов, Ю. А. Ходыко, *Действие излучения большой мощности на металлы*, Наука, Москва (1970).
8. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Физматгиз, Москва (1963).