

Эффективность абляционного нагружения и предельная глубина разрушения материала под действием мощного лазерного импульса

К.С.Гуськов*, С.Ю.Гуськов**

Аналитически решены задачи о нахождении энергии вещества, охваченного ударной волной (эффективность абляционного нагружения), и определении предельной глубины разрушения твердого вещества при воздействии на мишень плазмообразующего пучка лазерного излучения в широком диапазоне изменения его интенсивности ($10^8 - 10^{14}$ Вт/см²). Рассчитана предельная глубина разрушения материала, представляющая собой суммарную толщину слоев испаренного и расплавленного за время действия лазерного импульса вещества и слоя расплавленного вещества за фронтом ударной волны, затухающей в мишени после прекращения действия излучения. Показано, что для лазерных импульсов с интенсивностью свыше $\sim 10^{11} - 10^{12}$ Вт/см² и длительностью до 20–100 нс глубина разрушения материала в результате воздействия затухающей ударной волны значительно превышает глубину испарения и плавления вещества за время действия лазерного импульса.

Ключевые слова: ударная волна, абляционное нагружение, плавление и испарение вещества.

1. Введение

Для физических исследований и технологических приложений, связанных с воздействием мощного лазерного излучения на вещество, важное значение имеют теоретические зависимости скоростей испарения и плавления вещества от параметров лазерного импульса и физических характеристик материалов в широком диапазоне их изменения. Такие данные определяются на основании численных расчетов взаимодействия лазерного излучения с веществом, которые проводятся с использованием математических программ, созданных в последнее время.

Однако такие программы, как правило, предназначены для решения определенных задач. Физико-математические модели этих программ включают в себя описание физики процессов в достаточно узких диапазонах изменения параметров лазерного импульса и характеристик материалов. В связи с этим для получения универсальных зависимостей скоростей испарения и плавления вещества от параметров воздействующего на него лазерного импульса оказываются полезными аналитические модели, которые при определенном упрощении физики взаимодействия лазерного излучения с веществом адекватно описывают общие закономерности процесса.

В данной работе развивается аналитическая теория распространения в твердом веществе ударной волны и абляционного разрушения материала при воздействии на полубесконечный слой вещества плазмообразующего лазерного импульса во всем диапазоне изменения его интенсивности, соответствующем гидродинамическому режиму воздействия, – от 10^8 до 10^{14} Вт/см². Исследуется

эффективность абляционного нагружения вещества мишени – доля поглощенной лазерной энергии, которая в момент окончания лазерного импульса содержится в веществе, охваченном ударной волной, распространяющейся в глубь мишени. Решается задача о разрушении материала под действием ударной волны, затухающей в веществе после окончания лазерного импульса. Возможность такого «запаздывающего» разрушения вещества на основе анализа результатов экспериментов и расчетов ударной волны в приближении короткого удара была обоснована в [1]. Получены аналитические зависимости глубины и времени разрушения материала от параметров лазерного импульса и физических констант материала.

2. Общая картина физических процессов распространения ударной волны и разрушения материала при воздействии лазерного импульса

Гидродинамический режим воздействия лазерного излучения на вещество состоит в образовании лазерной плазмы и передаче поглощенной лазерной энергии веществу при доминирующей роли гидродинамического механизма переноса энергии. Область параметров лазерного импульса, отвечающих такому режиму, определяется следующими условиями: перенос энергии электронной теплопроводностью, собственным излучением плазмы и быстрыми электронами играет незначительную роль по сравнению с переносом энергии за счет гидродинамического движения вещества.

Анализ роли различных механизмов переноса энергии в лазерной плазме при различных параметрах лазерного импульса можно найти, например, в книге [2]. Первое условие выполняется при не слишком высокой интенсивности лазерного импульса $I \leq 10^{14}$ Вт/см² и не слишком малой его длительности $\tau \geq 0.1$ нс. Второе условие фактически представляет собой условие доминирующей

*Московский государственный инженерно-физический институт (технический университет), Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31

**Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

роли тормозного поглощения лазерного излучения без генерации быстрых электронов. Выполнение этого условия требует ограничения сверху параметра $I\lambda^2$ (λ – длина волны лазерного излучения): $I\lambda^2 \leq 10^{14}$ Вт·мкм²·см⁻².

В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением случая взаимодействия лазерного излучения с веществом, когда энергия собственного излучения плазмы значительно меньше энергии вещества, что заведомо обеспечивает выполнение условия малой роли лучистого переноса энергии. Такая постановка задачи отвечает взаимодействию лазерного импульса с веществами как легкими, так и тяжелыми элементами, в том числе с тяжелыми металлами, при относительно низкой интенсивности излучения, не превышающей $5 \cdot 10^{12}$ Вт/см², когда температура образующейся плазмы не превышает 100 эВ. При более высоких интенсивностях $5 \cdot 10^{12} \leq I \leq 10^{14}$ Вт/см² приближение низкой конверсии лазерного излучения в собственное излучение плазмы справедливо для веществ легких элементов, в том числе легких металлов, таких как бериллий или алюминий.

Разрушение вещества под воздействием пучка мощного лазерного излучения может происходить в результате фазовых переходов двух типов – испарения и плавления. На стадии действия лазерного импульса и после его окончания динамику фазовых переходов отличает ряд особенностей. Рассмотрим эти особенности в случае постоянной интенсивности лазерного импульса, когда испарение вещества происходит с поверхности облучения. Под действием давления испаренной части мишени (короны) в глубь вещества распространяется ударная волна. Если давление в ударной волне превышает давление, соответствующее пределу текучести, за фронтом волны происходит плавление вещества. При этом, как будет показано ниже, скорость ударной волны значительно превышает скорость волны испарения и плавления происходит в течение всей длительности импульса.

После окончания лазерного импульса от свободной поверхности мишени в глубь вещества распространяются затухающая ударная волна и следующая за ней волна разгрузки. Начальная амплитуда давления в ударной волне определяется эффективностью абляционного нагружения. Истечение вещества со свободной поверхности будет приводить к дополнительному (по отношению к передаче энергии новым порциям твердого вещества) затуханию ударной волны. Однако, как показывает решение задачи о распространении ударной волны при кратковременном ударе по поверхности вещества [3], влияние волны разгрузки на скорость затухания цилиндрической и, особенно, сферической ударной волны невелико. Так, например, согласно автомодельному решению задачи о точечном взрыве в безграничной среде, давление за фронтом волны уменьшается со временем по закону $p \sim t^{-6/5}$, тогда как уменьшение давления в ударной волне за счет истечения газа со свободной поверхности происходит значительно медленнее – по закону $p \sim t^{-1/2}$. Принимая во внимание это обстоятельство и учитывая, кроме того, что для рассматриваемой задачи в начальный момент времени фронт волны удален от свободной поверхности на расстояние, равное глубине распространения ударной волны за время лазерного импульса, влиянием волны разгрузки на динамику затухающей ударной волны, распространяющейся в глубь вещества, можно пренебречь.

Таким образом, глубину разрушения материала в результате воздействия пучка мощного лазерного излуче-

ния можно приближенно определить следующим образом. Если амплитуда давления ударной волны в течение длительности лазерного импульса оказывается меньше давления, соответствующего пределу текучести вещества, то разрушение последнего заканчивается с окончанием лазерного импульса. При этом глубина разрушения равна толщине слоя вещества, испаренного за время лазерного импульса. В этом случае ударная волна возбуждает в твердом веществе неиспаренной части мишени только упругие деформации и не приводит к его разрушению. Если амплитуда ударной волны превышает давление, соответствующее пределу текучести, то глубина разрушения представляет собой суммарное расстояние, складывающееся из толщины слоя вещества, испаренного за время действия лазерного импульса, глубины распространения ударной волны за время действия лазерного импульса и глубины распространения ударной волны, затухающей после окончания лазерного импульса до тех пор, пока ее амплитуда не уменьшится до давления, соответствующего пределу текучести вещества.

3. Абляционное нагружение вещества при воздействии лазерного импульса

В условиях гидродинамического режима воздействия лазерного импульса на вещество энергия лазерного излучения, поглощаемая в мишени, содержится в виде тепловой и кинетической энергии вещества. При этом всю поглощенную энергию можно разделить на две части. Первая представляет собой энергию испаренного потока вещества (короны лазерной плазмы), разлетающегося навстречу лазерному пучку, а вторая – энергию плотной части вещества, сжимаемого ударной волной, которая распространяется в глубь мишени, под действием давления короны. Определим эти доли энергии.

Рассмотрим задачу в следующей постановке. Пусть по нормали к плоской поверхности полубесконечного слоя вещества с плотностью ρ_0 падает пучок лазерного излучения с радиусом R_L . Интенсивность лазерного излучения I постоянна в течение всей длительности импульса τ . Будем считать, что лазерное излучение поглощается вблизи поверхности разлетающейся плазмы с плотностью, близкой к критической плотности плазмы (в г/см³)

$$\rho_c \approx 1.83 \cdot 10^{-3} \frac{\mu}{Z\lambda^2}, \quad (1)$$

где μ и Z – соответственно атомный вес и заряд ионов образующейся плазмы; λ здесь и далее измеряется в микрометрах.

Удобным и адекватным способом описания состояния короны лазерной плазмы при гидродинамическом режиме воздействия лазерного пучка является стационарное приближение [4]. При умеренной интенсивности воздействующего на вещество лазерного излучения, не превышающей 10^{14} Вт/см², стационарные положения поверхности с критической плотностью, на которой действует источник энергии, и поверхности Жуке, на которой гидродинамическая скорость вещества равна изотермической скорости звука, совпадают и близки к положению поверхности неиспаренной части мишени [4]. Это означает, что задача может рассматриваться в постановке, при которой область между поверхностью поглощения лазерной энергии и поверхностью испарения заменяется

гидродинамическим разрывом, который распространяется в глубь мишени со скоростью фронта волны испарения.

Через гидродинамический разрыв со стороны малоплотной части плазмы в мишень поступает поток поглощенной лазерной энергии с плотностью I_a . Поскольку область энерговыделения близка к границе мишени, масса и энергия испаренного вещества мишени могут быть найдены из соотношений для плоских потоков вещества и энергии на гидродинамическом разрыве. Плотность потока энергии испаренного вещества мишени [5], протекающей через разрыв,

$$I_e = \rho u \left(\varepsilon + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right) \approx \frac{3\gamma_c - 1}{2(\gamma_c - 1)} \rho_c u_c^3, \quad (2)$$

$$u_c = c \equiv \left(\frac{p_c}{\rho_c} \right)^{1/2},$$

где ε , p , ρ , u – удельная внутренняя энергия, давление, плотность и скорость вещества соответственно; $p_c = \rho_c c^2$ и u_c – давление и скорость вещества в точке с критической плотностью; c – изотермическая скорость звука в точке с критической плотностью; γ_c – постоянная адиабаты испаренного вещества. Скорость фронта волны испарения, распространяющейся в глубь мишени, определяется из соотношения непрерывности потока вещества на разрыве:

$$V_e = \frac{\rho_c}{\rho_0} c. \quad (3)$$

Вторую составляющую поглощенной лазерной энергии, содержащуюся в веществе за фронтом ударной волны, определим, используя соотношения для параметров вещества на фронте ударной волны при условии, что давление за фронтом волны p_s однородно и равно давлению в области поглощения лазерного излучения на границе испарения. Давление на границе испарения равно сумме тепловой и реактивной составляющих, т. е. $p_s = 2\rho_c c^2$. В твердом веществе скорость ударной волны с амплитудой давления, превышающей давление, соответствующее пределу текучести материала, достаточно высока. При воздействии лазерного импульса с интенсивностью, например, $10^{12} - 10^{14}$ Вт/см² скорость ударной волны для различных металлов составляет $(0.5 - 2) \cdot 10^6$ см/с. Но даже при такой высокой скорости за время действия наносекундного лазерного импульса ударная волна распространяется в глубь вещества на расстояние, не превышающее нескольких десятков микрометров. При энергии лазерного импульса не менее 10 Дж и при указанных выше интенсивности и длительности импульса это расстояние значительно меньше радиуса лазерного пучка, который составляет несколько сотен микрометров. Таким образом, с высокой степенью точности можно считать, что передача лазерной энергии веществу неиспаренной части мишени происходит на стадии плоской ударной волны.

Учитывая, что масса вещества, охваченного ударной волной, определяется относительной скоростью ударной волны и волны испарения, и используя соотношения для параметров вещества на фронте плоской ударной волны, для плотности потока I_s поглощенной лазерной энергии, которая трансформируется в энергию вещества неиспаренной части мишени, легко получить соотношение

$$I_s = \left[1 - \frac{(\gamma_s + 1)V_e}{(\gamma_s - 1)V_s} \right] \frac{2}{(\gamma_s + 1)} V_s p_s, \quad (4)$$

где γ_s – постоянная адиабаты плотного вещества неиспаренной части мишени;

$$V_s = c(\gamma_s + 1)^{1/2} \left(\frac{\rho_c}{\rho_0} \right)^{1/2} \quad (5)$$

– скорость ударной волны. Сравнивая (5) и (3) и учитывая, что $\rho_c \ll \rho_0$, легко убедиться в том, что скорость волны испарения значительно меньше скорости ударной волны:

$$\frac{V_e}{V_s} = \frac{1}{(\gamma_s + 1)^{1/2}} \left(\frac{\rho_c}{\rho_0} \right)^{1/2} \ll 1.$$

Подставляя (5) в (4) с учетом $p_s = 2\rho_c c^2$, для потока I_s в случае полубесконечной среды получаем выражение

$$I_s \approx \frac{4}{(\gamma_s + 1)^{1/2}} \left(\frac{\rho_c}{\rho_0} \right)^{1/2} \rho_c c^3.$$

Приравнивая суммарную плотность потоков энергии $I_e + I_s$ к плотности потока поглощенной лазерной энергии I_a , для скорости звука и давления в точке с критической плотностью получаем соотношение

$$c = \left[\frac{3\gamma_c - 1}{2(\gamma_c - 1)} + \frac{4}{(\gamma_s + 1)^{1/2}} \left(\frac{\rho_c}{\rho_0} \right)^{1/2} \right]^{-1/3} \left(\frac{I_a}{\rho_c} \right)^{1/3}, \quad (6)$$

$$p_c = \left[\frac{3\gamma_c - 1}{2(\gamma_c - 1)} + \frac{4}{(\gamma_s + 1)^{1/2}} \left(\frac{\rho_c}{\rho_0} \right)^{1/2} \right]^{-2/3} \rho_c^{1/3} I_a^{2/3}. \quad (7)$$

Теперь, используя (6) и (7), из (4) находим выражение для доли σ поглощенной энергии лазерного импульса, которая передается неиспаренной части мишени:

$$\sigma \equiv \frac{I_s}{I_a} = \left\{ \frac{(\gamma_s + 1)^{1/2}}{4} \left[\frac{3\gamma_c - 1}{2(\gamma_c - 1)} \right] \left(\frac{\rho_0}{\rho_c} \right)^{1/2} + 1 \right\}^{-1}.$$

Эта доля поглощенной лазерной энергии содержится в ударной волне, поэтому σ имеет смысл назвать эффективностью абляционного нагружения вещества. Используя снова неравенство $\rho_c \ll \rho_0$, имеем

$$\sigma \approx \frac{4}{(\gamma_s + 1)^{1/2}} \frac{2(\gamma_c - 1)}{3\gamma_c - 1} \left(\frac{\rho_c}{\rho_0} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Эффективность абляционного нагружения вещества тем больше, чем меньше плотность вещества и чем больше критическая плотность плазмы, т. е. чем меньше длина волны воздействующего лазерного излучения (см. формулу (1)). Расчет по формуле (8) показывает, что для твердых веществ эффективность абляционного нагружения составляет несколько процентов. Действительно, постоянную γ_c испаренной части вещества можно считать равной ее значению для идеального газа: $\gamma_c = 5/3$. Согласно [3] для оценок в случае металлов будем полагать $\gamma_s = 3$. Тогда, используя выражение (1) для критической плотности плазмы ρ_c , выражение (8) для эффективности абляционного нагружения при воздействии лазерного импульса на металлы можно записать в виде:

$$\sigma_m \approx 2.8 \cdot 10^{-2} \left(\frac{\mu}{Z\rho_0} \right)^{1/2} \frac{1}{\lambda}; \quad (9)$$

здесь и далее ρ_0 дается в г/см³.

Эффективность абляционного нагружения увеличивается с уменьшением плотности вещества и длины волны воздействующего лазерного излучения, но слабо зависит от интенсивности лазерного импульса (через степень ионизации вещества $Z(I)$). Например, при воздействии излучения первой гармоники Nd-лазера эффективность абляционного нагружения бериллия составляет 3–4 %, алюминия – 4–5 %, а меди – 2–3 %. Для этих оценок использовалось то, что при интенсивностях лазерного импульса $I = 10^{12} - 10^{14}$ Вт/см² ионизация короны лазерной плазмы бериллия близка к полной ($Z = 3 - 4$); для алюминия $Z \approx 4 - 5$ при $I = 10^{12}$ Вт/см² и $Z \approx 8 - 10$ при $I = 10^{14}$ Вт/см²; для меди $Z \approx 5 - 6$ при $I = 10^{12}$ Вт/см². Для пластиков эффективность абляционного нагружения в 2–3 раза больше и составляет 6–8 %.

Эффективность абляционного нагружения представляет собой эффективность передачи энергии от мощного лазерного импульса к мишени в том случае, когда толщина мишени превышает расстояние, на которое распространяется ударная волна за время действия импульса. Одним из важных направлений физики взаимодействия лазерного излучения с веществом является ускорение мишени как целого под действием лазерного импульса. Известно (см., напр., [2]), что максимальная степень преобразования энергии лазерного импульса в кинетическую энергию мишени (так называемый коэффициент гидродинамической передачи) достигается при испарении примерно половины всей массы мишени и составляет несколько десятков процентов. Поскольку, как было показано выше, скорость ударной волны в десятки раз превышает скорость волны испарения, значительные коэффициенты гидродинамической передачи достигаются при воздействии лазерного импульса на относительно тонкую мишень, время прохождения через которую ударной волны много меньше длительности лазерного импульса.

Таким образом, эффективность абляционного нагружения и коэффициент гидродинамической передачи определяют энергию, передаваемую от лазерного импульса к мишени, в двух предельных случаях: первая характеристика – в случае толстого слоя вещества, когда толщина мишени значительно превышает глубину распространения ударной волны, вторая – в случае тонкого слоя, через который ударная волна распространяется за время, много меньшее длительности лазерного импульса.

Отметим, что развитая в данной работе методика расчета эффективности абляционного нагружения может быть использована для нахождения эффективности передачи энергии от лазерного импульса к слою вещества произвольной толщины, поскольку ускорение тонкой мишени как целого представляет собой результат последовательного воздействия ударных волн и волн разгрузки вещества слоя.

4. Испарение и плавление вещества за время действия лазерного импульса

Обсудим результат абляционного воздействия на вещество за время действия лазерного импульса. Поскольку энергия абляционного нагружения составляет малую

долю от полной поглощенной в веществе энергии лазерного импульса, расчет параметров плазмы в испаряемой части мишени с большой степенью точности может выполняться в предположении, что вся поглощенная энергия содержится в короне лазерной плазмы:

$$c = \left[\frac{2(\gamma_c - 1)}{3\gamma_c - 1} \right]^{1/3} \left(\frac{I_a}{\rho_c} \right)^{1/3}, \quad (10)$$

$$\rho_c = \left[\frac{2(\gamma_c - 1)}{3\gamma_c - 1} \right]^{2/3} \rho_c^{1/3} I_a^{2/3}. \quad (11)$$

При этом выражения (5) и (3) для скоростей ударной волны и волны испарения упрощаются:

$$V_s = (\gamma_s + 1)^{1/2} \left[\frac{2(\gamma_c - 1)}{3\gamma_c - 1} \right]^{1/3} \left(\frac{\rho_c}{\rho_0} \right)^{1/2} \left(\frac{I_a}{\rho_c} \right)^{1/3}, \quad (12)$$

$$V_e = \frac{1}{(\gamma_s + 1)^{1/2}} \left(\frac{\rho_c}{\rho_0} \right)^{1/2} V_s. \quad (13)$$

Скорости (12) и (13) определяют глубину распространения ударной волны в плотную часть мишени $L_s = V_s \tau$ и толщину испаренного слоя вещества $L_e = V_e \tau$ к моменту окончания лазерного импульса. Для металлов ($\gamma_s = 3$) эти длины (в сантиметрах) составляют:

$$L_s \approx 10^2 \left(\frac{\mu}{Z} \right)^{1/6} \frac{I_a^{1/3} \tau}{\lambda^{1/3} \rho_0^{1/2}}, \quad (14)$$

$$L_e \approx 2.1 \left(\frac{\mu}{Z} \right)^{2/3} \frac{I_a^{1/3} \tau}{\lambda^{4/3} \rho_0}; \quad (15)$$

здесь и далее I_a измеряется в Вт/см², τ – в секундах.

Для рассматриваемых примеров воздействия лазерного пучка на мишени из Be, Al и Cu глубина распространения ударной волны к моменту окончания импульса с длительностью, например, 1 нс при интенсивности поглощенной энергии $I_a = 10^{12}$ Вт/см² составляет 5–9 мкм, а при $I_a = 10^{14}$ Вт/см² она равна 20–40 мкм. Толщина испаренного слоя значительно, примерно в $(\rho_0/\rho_c)^{1/2}$ раз, меньше глубины распространения ударной волны. При $I_a = 10^{12}$ Вт/см² глубина испарения составляет 0.1–0.3 мкм, а при $I_a = 10^{14}$ Вт/см² она равна 0.6–0.8 мкм.

Выражение для скорости \dot{m}_e (в г·см⁻²·с⁻¹) испарения массы вещества под действием лазерного импульса с учетом (13) имеет вид

$$\dot{m}_e \equiv V_e \rho_0 = \left[\frac{2(\gamma_c - 1)}{3\gamma_c - 1} \right]^{1/3} I_a^{1/3} \rho_c^{2/3} \approx 2.1 I_a^{1/3} \lambda^{-4/3} \left(\frac{\mu}{Z} \right)^{2/3}.$$

Отметим, что оно находится в хорошем согласии с результатами, полученными в более ранних теоретических работах [5, 6], и с данными экспериментов (см., напр., [7]).

Используя полученное выше выражение для эффективности абляционного нагружения, найдем условие плавления вещества за время действия лазерного импульса. Поскольку на ударной адиабате металлов в диапазоне давлений, близких к давлению, соответствующему пределу текучести, упругая составляющая внутренней энергии примерно в 3 раза превышает тепловую составляющую, условие плавления состоит в четырехкратном превышении внутренней энергии вещества за фронтом ударной волны теплоты плавления:

$$\sigma I_a \tau > 4\varepsilon L_s \rho_0, \tag{16}$$

где ε – удельная теплота плавления.

Подставляя в (16) выражение (8) для эффективности абляционного нагружения и выражение (14) для глубины распространения ударной волны, получаем следующее условие для интенсивности лазерного импульса, которое отвечает плавлению вещества при гидродинамическом воздействии на него лазерного импульса с постоянной интенсивностью:

$$I_a > (\gamma_s + 1)^{3/2} \left[\frac{3\gamma_c - 1}{2(\gamma_c - 1)} \right] \rho_0^{3/2} \frac{\varepsilon^{3/2}}{\rho_c^{1/2}}. \tag{17}$$

Для металлов условие (17) приобретает вид

$$I_a > 1.7 \cdot 10^6 (\varepsilon \rho_0)^{3/2} \lambda \left(\frac{Z}{\mu} \right)^{1/2}; \tag{18}$$

здесь и далее ε измеряется в Дж/г.

Для рассматриваемых примеров воздействия лазерного пучка на мишени из Ве ($\varepsilon = 1.4 \cdot 10^3$ Дж/г, $\rho_0 = 1.84$ г/см³), Al ($\varepsilon = 4 \cdot 10^2$ Дж/г, $\rho_0 = 2.7$ г/см³) и Cu ($\varepsilon = 10^2$ Дж/г, $\rho_0 = 8.9$ г/см³) интенсивности лазерного импульса, при которых происходит плавление указанных металлов за фронтом ударной волны, равны соответственно $2.2 \cdot 10^{11}$, $4.3 \cdot 10^{10}$ и $3.8 \cdot 10^{10}$ Вт/см².

5. Разрушение вещества под действием затухающей ударной волны

Итак, при выполнении условия (16) или (18) плавление вещества продолжается после окончания лазерного импульса за фронтом затухающей ударной волны. Отметим, что минимальная интенсивность лазерного импульса, отвечающая «затухающему» разрушению материала, линейно растет с ростом длины волны излучения, а также удельной теплоты плавления и плотности вещества.

Примем в качестве критерия значительной роли разрушения вещества в затухающей ударной волне превышение более чем в 3 раза полной глубиной области плавления вещества глубины распространения ударной волны за время действия лазерного импульса. Поскольку, как было показано выше, при воздействии наносекундных лазерных импульсов на вещество в гидродинамическом режиме за время действия лазерного импульса ударная волна распространяется на расстояние в несколько десятков микрометров, значительно меньшее, чем радиус пятна фокусировки, оценку интенсивности лазерного импульса, отвечающей значительной роли «затухающего» разрушения вещества, можно провести в приближении плоской затухающей волны. Очевидно, что такая интенсивность лазерного излучения превышает пороговую интенсивность «затухающего» разрушения в $3^{3/2}$ раза. Используя результаты расчетов пороговой интенсивности, выполненных в конце предыдущего раздела, легко получить, что интенсивность лазерного импульса, при которой роль «затухающего» разрушения различных металлов оказывается значительной, лежит в пределах $10^{11} - 10^{12}$ Вт/см².

Проведем расчет глубины разрушения вещества для случая большой глубины «затухающего» разрушения вещества, значительно превышающей глубину распространения ударной волны за время действия лазерного им-

пульса. Глубина L_d и время t_d разрушающего воздействия ударной волны на вещество определяются из соотношений

$$4\varepsilon M = \sigma I_a \tau, \quad t_d \approx \frac{3 L_d}{2 V_s}, \tag{19}$$

$$M = L_d \left(1 + \frac{L_d}{4 R_L} \right)^2 \rho_0, \tag{20}$$

где M – предельная масса вещества, подвергнувшегося разрушению; начальная скорость затухающей ударной волны V_s дается соотношением (12). Выражение (20) для массы вещества, охваченной ударной волной, получено с учетом возможного неоднородного характера затухающей ударной волны (в том случае, если она распространяется на расстояние, сравнимое с радиусом лазерного пучка или превышающее его).

Используя соотношение для эффективности абляционного нагружения (9), получаем выражение, которое определяет предельную глубину разрушения металлов при абляционном воздействии лазерного пучка:

$$L_d \left(1 + \frac{L_d}{4 R_L} \right)^2 = 7 \cdot 10^{-3} \frac{I_a \tau}{\varepsilon \rho_0^{3/2} \lambda} \left(\frac{\mu}{Z} \right)^{1/2}; \tag{21}$$

здесь L_d и R_L измеряются в сантиметрах.

Сравнение (14) и (21) дает следующее ограничение сверху длительности (в секундах) лазерного импульса, при выполнении которого предельная глубина разрушения мишени превышает глубину плавления за время действия лазерного импульса:

$$\tau \leq 3.2 \cdot 10^{-4} \frac{R_L}{\varepsilon^{1/2}}.$$

В случае мишени из бериллия это ограничение дает максимальную длительность импульса 85 нс при $R_L = 100$ мкм и 8.5 нс – при $R_L = 10$ мкм. В случае мишени из алюминия эти длительности равны 160 и 16 нс соответственно.

На рис. 1 для двух типов материалов (бериллия и алюминия) приведены результаты расчетов глубин испарения (формула (15)) и плавления (формула (14)) мишени за

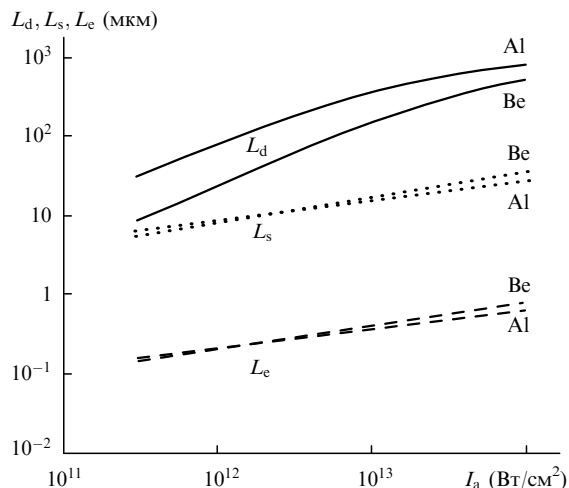


Рис. 1. Предельная глубина разрушения L_d , глубины плавления L_s и испарения L_e мишеней из алюминия и бериллия за время действия импульса.

время действия лазерного импульса и предельной глубины разрушения мишени (формула (19)) за счет воздействия затухающей ударной волны, распространяющейся в мишени после окончания лазерного импульса. Расчеты были выполнены для случая воздействия на плоскую мишень излучения первой гармоники Nd-лазера ($\lambda = 1.06$ мкм) при заданных радиусе пучка $R_L = 100$ мкм и длительности импульса $\tau = 1$ нс и при разных интенсивностях (энергиях) импульса.

Представленные результаты показывают значительное превышение предельной глубины разрушения материала глубины испарения и глубины плавления материала за время действия лазерного импульса. Так, при интенсивности лазерного излучения $I = 10^{12}$ Вт/см² предельная глубина разрушения мишени из бериллия составляет 25 мкм (за время затухания ударной волны 4.5 нс), в то время как глубины испарения и плавления (за время действия лазерного импульса) равны 0.2 и 8 мкм соответственно. С увеличением интенсивности это превышение становится еще более значительным. При $I = 10^{14}$ Вт/см² предельная глубина разрушения мишени из бериллия составляет уже 530 мкм (за время затухания 22 нс), а глубины испарения и плавления (за время действия лазерного импульса) – 0.8 и 37 мкм соответственно.

В дополнение приведем результаты расчета предельной глубины разрушения для некоторых других материалов. Для указанных выше параметров лазерного пучка предельная глубина разрушения мишени из меди при интенсивности лазерного излучения $I = 10^{12}$ Вт/см² составляет 43 мкм (за время затухания ударной волны 12 нс), предельная глубина разрушения пластика при $I = 10^{14}$ Вт/см² равна 3000 мкм (за время затухания 100 нс).

Итак, при воздействии на мишень достаточно мощного лазерного импульса с интенсивностью, превышающей $10^{11} - 10^{12}$ Вт/см², и длительностью до 20–100 нс глубина разрушения материала значительно (в десятки раз) превышает глубину распространения ударной волны в течение длительности лазерного импульса. Этот факт обусловлен разрушающим воздействием ударной волны, распространяющейся и затухающей в веществе после окончания лазерного импульса. Глубина предельного разрушения материалов растет с ростом интенсивности и длительности лазерного импульса и с уменьшением длины волны излучения, а также плотности мате-

риала. Полученные результаты объясняют зарегистрированные в многочисленных экспериментах (см., напр., [1]) значительные глубины разрушения материалов, которые соответствуют временам образования, существенно превышающим длительность лазерного импульса.

6. Заключение

На основании развитой теории абляционного воздействия на твердое вещество плазмообразующего пучка лазерного излучения показано, что для импульсов с интенсивностью свыше $\sim 10^{11} - 10^{12}$ Вт/см² и длительностью до 20–100 нс глубина разрушения материала в результате воздействия затухающей ударной волны значительно превышает глубины испарения и плавления вещества за время действия лазерного импульса.

Эта теория может быть использована для расчета распространения первой ударной волны и инициируемого ею изменения состояния вещества в мишенях лазерного термоядерного синтеза (foot step physic [8]), расчета параметров ударной волны, в том числе после окончания лазерного импульса, в исследованиях уравнения состояния вещества, а также для расчета степени разрушения вещества под действием лазерного импульса в исследованиях по технологической обработке материалов.

Авторы выражают глубокую признательность Л.П. Феоктистову за полезные обсуждения полученных в работе результатов.

1. Анисимов С.И., Имас Ю.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.А. *Действие излучения большой мощности на металлы* (М., Наука, 1970).
2. Afanas'ev Yu.V., Gus'kov S.Yu. In: *Nuclear fusion by inertial confinement* (Ann Arbor, CRC Press, 1993, pp. 99–118).
3. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М., ГИФМЛ, 1963).
4. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Крохин О.Н., Розанов В.Б. *ЖЭТФ*, **71**, 594 (1976).
5. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Гуськов С.Ю., Розанов В.Б. *Труды ФИАН*, **134**, 52 (1982).
6. Afanas'ev Yu.V., Gamalii E.G., Gus'kov S.Yu., Demchenko N.N., Rozanov V.B. *Laser and Particle Beams*, **6**, 1 (1988).
7. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Рупасов А.А., Склизков Г.В., Шиканов А.А. *Диагностика плотной плазмы* (М., Наука, 1989).
8. Lindl J. *Preprint UCRL-JC-119015, L-19821-1* (Lawrence Livermore National Laboratory, 1995).