

УДК 535.391: 621.376

ЭКСПРЕСС-ДИАГНОСТИКА РАЗВИТИЯ КРАТЕРА ПРИ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКЕ МАТЕРИАЛОВ

С.В. Васильев, А.Ю. Иванов, В.И. Недолугов

Гродненский государственный университет им. Янки Купалы

ул. Ожешко, 22, Гродно, 230023, Беларусь

Поступила в редакцию 31 октября 2011 г.

Рассмотрена акустическая эмиссия зоны разрушения, образующейся в ходе воздействия импульсного лазерного излучения на поверхность металла. Обнаружено, что при действии на поверхность медного образца лазерного импульса длительностью ~ 20 мкс время роста зоны разрушения составляет примерно 40 мкс, что хорошо согласуется с временем существования плазменного образования у поверхности мишени, подвергающейся лазерно-плазменной обработке (~ 50 мкс).

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: лазерное излучение, акустическая эмиссия, плазма, кратер, зона неупругих деформаций, эволюция лазерного факела.

Розглянуто акустичну емісію зони руйнування, що утворюється в ході дії імпульсного лазерного випромінювання на поверхню металу. Виявлено, що при дії на поверхню мідного зразка лазерного імпульсу тривалістю ~ 20 мкс час росту зони руйнування становить приблизно 40 мкс, що добре узгоджується з часом існування плазмового утворення біля поверхні мішені, що піддається лазерно-плазмовій обробці (~ 50 мкс).

КЛЮЧОВІ СЛОВА: лазерне випромінювання, акустична емісія, плазма, кратер, зона непружних деформацій, еволюція лазерного факела.

Acoustic emission of a zone of the destruction formed during influence of pulse laser radiation on a surface of metal is considered. Dependence of the time form of acoustic fluctuations on parameters of an irradiated material and the law of increase in depth of a crater was estimated. It is revealed, that at action on a surface of the copper sample of a laser impulse duration $\sim 20 \mu\text{s}$ time of growth of a zone of destruction makes approximately $40 \mu\text{s}$, that will well be coordinated with time of existence of plasma formation at a surface of the target exposed to laser-plasma processing ($\sim 50 \mu\text{s}$).

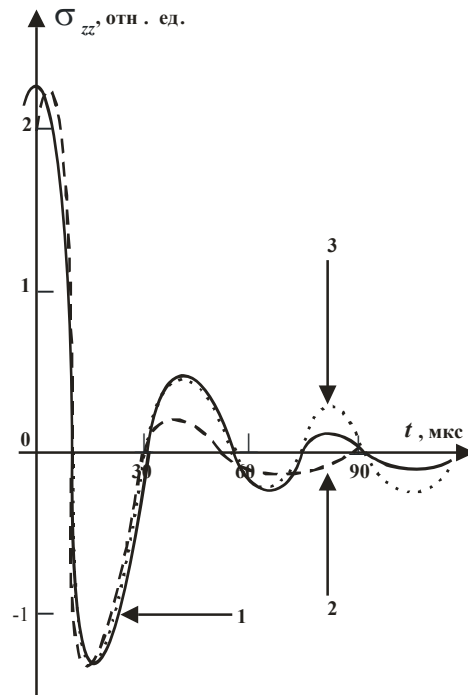
KEYWORDS: laser radiation, acoustic emission, plasma, crater, a zone of non-elastic destruction, laser-plasma evolution.

В связи с постоянным расширением сферы технологических применений лазеров возникают новые задачи, для которых необходимо изучение процессов, происходящих при воздействии световых потоков на поверхность твердого тела. Подробные исследования особенно важны для выбора наиболее эффективных режимов лазерной обработки материалов, для разработки новых методов контроля лазерных технологических процессов и, в перспективе, для создания устройств, позволяющих контролировать эти процессы в реальном времени.

Воздействие ЛИ на вещество сопровождается целым рядом явлений. Одним из таких явлений является акустическая эмиссия зоны лазерного разрушения материала. Эксперименты и расчеты показывают, что между параметрами испускаемых акустических волн и параметрами зоны разрушения есть однозначная связь [1]. Таким образом, по параметрам акустической эмиссии можно определять параметры зоны разрушения, что может иметь очевидное практическое применение [2].

В указанных работах при рассмотрении эмиссии используется модель нагруженной области, испускающей акустические волны в упругую среду [3]. Рассчитанные с использованием данной методики временные зависимости и спектры импульсов давления в упругой волне удовлетворительно согласуются с данными экспериментов, но только начиная со второй четверти периода осцилляций давления в зарегистрированной экспериментально акустической волне (рис. 1). Расхождение объясняется генерацией акустических волн в ходе роста формирующейся зоны неупругих деформаций [4].

Целью данной работы является исследование акустической эмиссии зоны разрушения, образующейся в ходе воздействия импульсного лазерного излучения на поверхность металла, в ходе ее роста и изучение связи параметров временных зависимостей давления в генерируемой упругой волне и изменения размеров (в частности, глубины) необратимо деформированной зоны на поверхности облучаемого образца.



- 1 – эксперимент [1],
 2 – расчет в линейном приближении,
 3 – расчет с учетом нелинейно – упругих эффектов.

Рис. 1. Временные зависимости давления в акустической волне при действии лазерного импульса длительностью 10 мкс на образцы из меди.

При исследовании акустической эмиссии будем использовать модель нагруженной области, испускающей акустические волны в упругую среду [3]. В соответствии с данной моделью будем считать зону разрушения сегментом сферы радиуса R высотой d и диаметром $2r_1$. Ось z системы направим вдоль лазерного луча (рис. 2). Существенно, что геометрические размеры зоны неупругих деформаций изменяются во времени: $R = R(t)$, $d = d(t)$, $r_1 = r_1(t)$, где t – время.

В упругой зоне вектор смещения в акустической волне может быть представлен в виде суммы продольной и поперечной составляющих, $\vec{A} = \vec{A}_l + \vec{A}_t$, каждая из которых описывается соответствующим волновым уравнением

$$c_l^2 \Delta \vec{A}_l = \frac{\partial^2 \vec{A}_l}{\partial t^2}, \quad c_t^2 \Delta \vec{A}_t = \frac{\partial^2 \vec{A}_t}{\partial t^2}; \quad (1)$$

где c_l и c_t – скорости соответственно продольного и поперечного звука.

Ввиду наличия границы раздела сред непосредственно в зоне формирования упругих колебаний решение системы (1) будем искать в виде суммы объемных и поверхностных составляющих:

$$\vec{A}_l = \vec{A}_{lO} + \vec{A}_{lII} = \nabla \psi_O + \nabla \psi_{II}, \quad \vec{A}_t = \vec{A}_{tO} + \vec{A}_{tII} = \vec{A}_{tO} + \text{rot}(\vec{B}).$$

Учитывая симметрию задачи, можно предположить, что $\vec{A}_{tO} = 0$, скалярный потенциал ψ_O сферически симметричен: $\psi_O(\omega) = -\tilde{A}(\omega) \cdot \frac{\exp(-ik_l r)}{r}$, $B_\rho = B_z = 0$,

$$\psi_{II}(\omega) = -Z_0(k_R \rho) \cdot (\tilde{B}(\omega) \cdot \exp(-\chi_l z) + \tilde{Q}(\omega) \cdot \exp(\chi_l z)),$$

$$B_\varphi(\omega) = Z_1(k_R \rho) \cdot (\tilde{D}(\omega) \cdot \exp(-\chi_l z) + \tilde{S}(\omega) \cdot \exp(\chi_l z)).$$

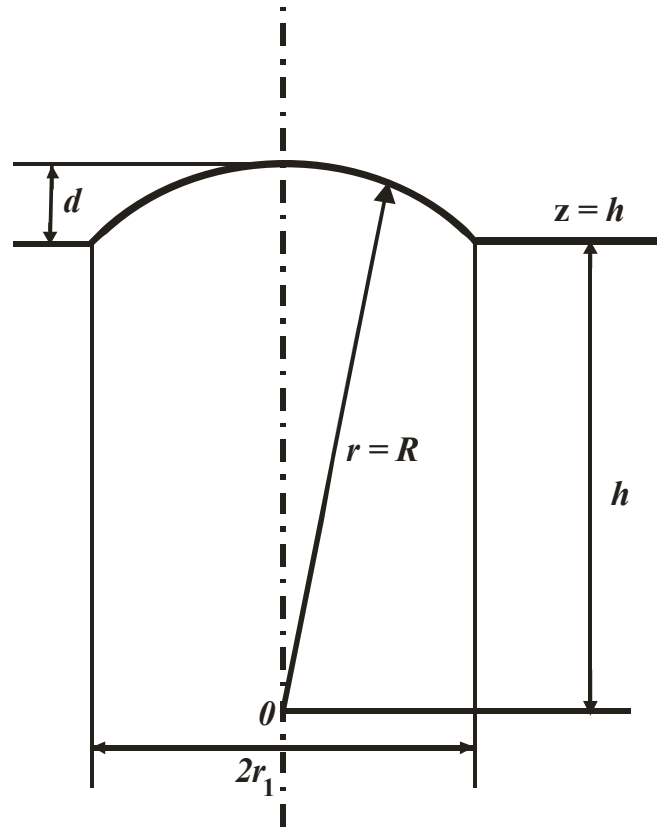


Рис. 2. Схема зоны упругих деформаций при действии лазерного излучения на поверхность твердого тела.

Здесь ω – спектральная частота, $\psi_0(\omega)$ – спектр скалярного потенциала ψ_0 , $k_\ell = \omega/c_\ell$, $\tilde{A}(\omega)$ – амплитуда колебания, $k_R = \omega/c_R$, c_R – скорость рэлеевских упругих волн, $\chi_i = (k_R^2 - k_i^2)^{1/2}$, $\tilde{B}(\omega)$, $\tilde{D}(\omega)$, $\tilde{Q}(\omega)$, $\tilde{S}(\omega)$ – амплитуды колебаний, $Z_i(x)$ – сферические функции. При $\rho \rightarrow 0$ и при $z \rightarrow \infty$ результат должен оставаться конечным. Поэтому $Z_i(x) = J_i(x)$ (функции Бесселя), $\tilde{Q}(\omega) = \tilde{S}(\omega) = 0$.

В итоге фурье-компонента вектора смещения \vec{A} имеет вид

$$\vec{A}(\omega) = A(\omega) \frac{\vec{r}}{r^3} (1 + ik_i r) \exp(-ik_i(r-R)) + B(\omega) (\vec{\rho}_0 k_R J_1(k_R \rho) + \vec{z}_0 \chi_i J_0(k_R \rho)) \times \\ \times \exp(-\chi_i(z-h)) + D(\omega) (\vec{\rho}_0 \chi_i J_1(k_R \rho) + \vec{z}_0 k_R J_0(k_R \rho)) \exp(-\chi_i(z-h)), \quad (2)$$

где $A(\omega) = \tilde{A}(\omega) \cdot \exp(-ik_i R)$, $B(\omega) = \tilde{B}(\omega) \cdot \exp(-\chi_i h)$, $D(\omega) = \tilde{D}(\omega) \cdot \exp(-\chi_i h)$.

Будем считать, что закон изменения во времени избыточного давления, производимого пароплазменным образованием на поверхность сферического сегмента $r = R$ нам известен:

$$P|_{r=R} = p(t).$$

На поверхности $z = h$ избыточное (по отношению к давлению в невозмущенной среде) давление в плазменном «факеле» изменяется от $p(t)$ при $\rho = r_1$ до 0 при $\rho \gg r_1$. Здесь ρ , φ – полярный радиус и полярный угол в цилиндрической системе координат; ось z , как уже указывалось, направлена вдоль лазерного луча. Поскольку во время экспериментальных исследований датчик давления, как правило, устанавливают на оси процесса, наибольший интерес представляет закон изменения давления на участке плоскости $\rho \sim r_1$. Поэтому будем считать, что и на поверхности $z = h$ временная зависимость давления близка к $p(t)$.

В качестве граничных условий зададим условия равновесия границы зоны необратимых деформаций. В этом случае:

$$\begin{aligned} \text{на поверхности сферического сегмента } r = R & \quad \sigma_{rr} = -p(t), & \quad \sigma_{r\theta} = \sigma_{r\varphi} = 0; \\ \text{на границе } z = h & \quad \sigma_{zz} = p(t), & \quad \sigma_{\rho z} = 0, & \quad \sigma_{z\varphi} = 0. \end{aligned}$$

Здесь σ_{ij} – компоненты тензора напряжений, r, θ, φ – сферические координаты (выбор начала координат и направления оси z нами уже указан; отметим, что угол φ в сферической и ранее заданной цилиндрической системах координат определяется одинаково).

Поскольку за пределами сегмента $R = R(t)$ среда может считаться упругой, для определения связи между компонентами тензоров напряжений и деформаций мы можем воспользоваться законом Гука

$$\lambda A_{\ell\ell} \sigma_{ij} + 2\mu A_{ij} = \sigma_{ij},$$

или, для нашего случая,

$$\begin{aligned} \left\{ \lambda(A_{rr} + A_{\theta\theta} + A_{\varphi\varphi}) + 2\mu A_{rr} \right\}_{r=R} &= -p(t), \\ \left\{ \lambda(A_{\rho\rho} + A_{\varphi\varphi} + A_{zz}) + 2\mu A_{zz} \right\}_{z=h, \rho=r_1} &= -p(t), \\ A_{\rho z} \Big|_{z=h, \rho=r_1} &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь A_{ij} – компоненты тензора упругих деформаций, λ, μ – коэффициенты Ламе, $A_{\ell\ell} = \sum_{i=1}^3 A_{ii}$.

Поскольку, в связи с аксиальной симметрией задачи, $A_\varphi = 0$, $\frac{\partial A_i}{\partial \varphi} = 0$ и с учетом связи между A_{ij} и A_i в сферической и цилиндрической системах координат,

$$\begin{aligned} \left[\lambda \left(\frac{\partial A_r}{\partial r} + 2 \frac{A_r}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_\theta}{\partial \theta} + \frac{A_\theta}{r} \operatorname{ctg} \theta \right) + 2\mu \frac{\partial A_r}{\partial r} \right]_{r=R(t)} &= -p(t), \\ \left(\frac{\partial A_\rho}{\partial z} + \frac{\partial A_z}{\partial \rho} \right)_{z=h(t), \rho=\rho_1(t)} &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\left[\lambda \left(\frac{\partial A_\rho}{\partial \rho} + \frac{A_\rho}{\rho} + \frac{\partial A_z}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial A_z}{\partial z} \right]_{z=h(t), \rho=\rho_1(t)} = -p(t).$$

Здесь A_i – компоненты вектора смещения \vec{A} в сферической и цилиндрической системах координат.

Подставляя выражения для A_i , полученные из уравнения (2), в систему (4) получим для каждого момента времени t систему алгебраических уравнений относительно $A(\omega, R, d, \rho_1)$, $B(\omega, R, d, \rho_1)$, $C(\omega, R, d, \rho_1)$. Определив эти коэффициенты, нетрудно рассчитать компоненты вектора упругих деформаций $\vec{A}(\omega, \vec{r})$ и давление (компоненту тензора упругих напряжений) $\sigma_{zz}(\omega, R, d)$. Для получения временной зависимости давления в упругой волне $\sigma_{zz}(t)$, проведем обратное преобразование Фурье для $\delta_{zz}(\omega, R, d)$. При этом необходимо учитывать, что $R = R(t)$, $d = d(t)$, $\rho_1 = \rho_1(t)$, т.е.

$$\sigma_{zz}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{zz}(\omega, R, d) \operatorname{Exp}[i\omega t] d\omega = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{zz}(\omega, R(t), d(t)) \operatorname{Exp}[i\omega t] d\omega = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{zz}(\omega, t) \operatorname{Exp}[i\omega t] d\omega$$

Результаты расчетов первого полупериода зависимости $\sigma_{zz}(t)$ при различных зависимостях $R = R(t)$ представлены на рис.3. Расчеты проводились для медного образца с плотностью в упругой зоне $\rho = 8800 \text{ кг/м}^3$, скоростями $c_t = 2260 \text{ м/с}$, $c_l = 4700 \text{ м/с}$, $c_R = 2113 \text{ м/с}$, при максимальном внешнем давлении $p_{\max} = 6 \cdot 10^5 \text{ Па}$, и конечных параметрах зоны разрушения $\rho_{1\max} = 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $d_{\max} = 0.1 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $R_{\max} = 11.25 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Как видно из данного графика наибольшее соответствие с экспериментальными данными получается при зависимости радиуса кривизны кратера от времени вида $R(t) = R_{\min} \text{Exp}[kt^2]$.

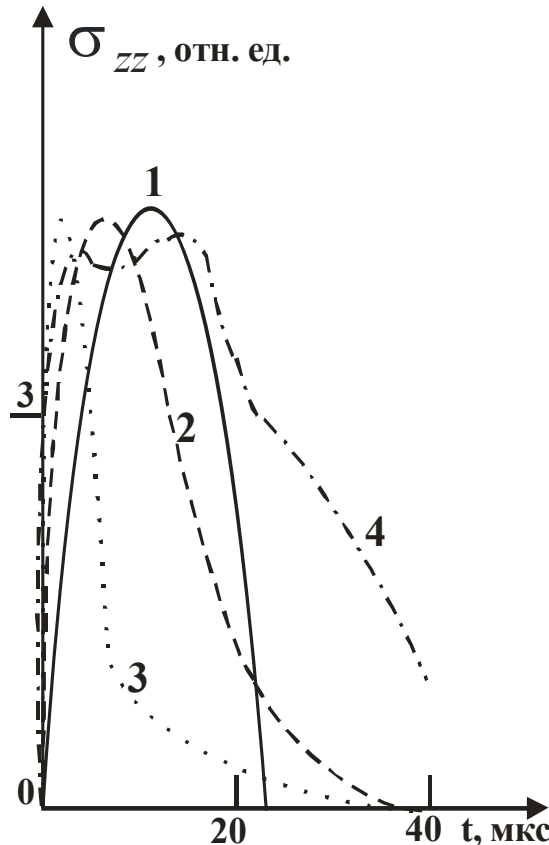


Рис. 3. Зависимости давления в упругой волне при различных законах роста радиуса кривизны кратера: 1 — экспериментально полученная кривая [1] (первый полупериод); 2 — экспоненциальная зависимость (время роста кратера — 50 мкс); 3 — параболическая зависимость (время роста кратера до максимального значения — 50 мкс); 4 — синусоидальная зависимость (время роста — 50 мкс).

На рис. 4 представлены зависимости давления в упругой волне при гауссовском законе роста радиуса кривизны кратера ($R(t) = R_{\max} \cdot \exp(-\frac{t^2}{\tau_0^2})$ при $t < 0$, $R(t) = R_{\max}$ при $t > 0$) для различных значений времен роста зоны неупругих деформаций τ_0 до достижения своих максимальных размеров $R_{\max} = 11.25 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Видно, что из наилучшее соответствие достигается при времени роста кратера 40 мкс.

В ходе расчетов были рассмотрены также различные временные зависимости давления на границе неупругой области, что позволяет судить о поведении приповерхностной плазмы. Наилучшее согласие с экспериментом было получено в том случае, если давление плазмы нарастало по экспоненте до максимума в течение 20 мкс и экспоненциально убывало до минимального в течение следующих 30 мкс (рис. 5). На том же рис. 5 представлены временная зависимость давления в пароплазменном облаке на границе области необратимых деформаций и зависимость радиуса кривизны зоны неупругих

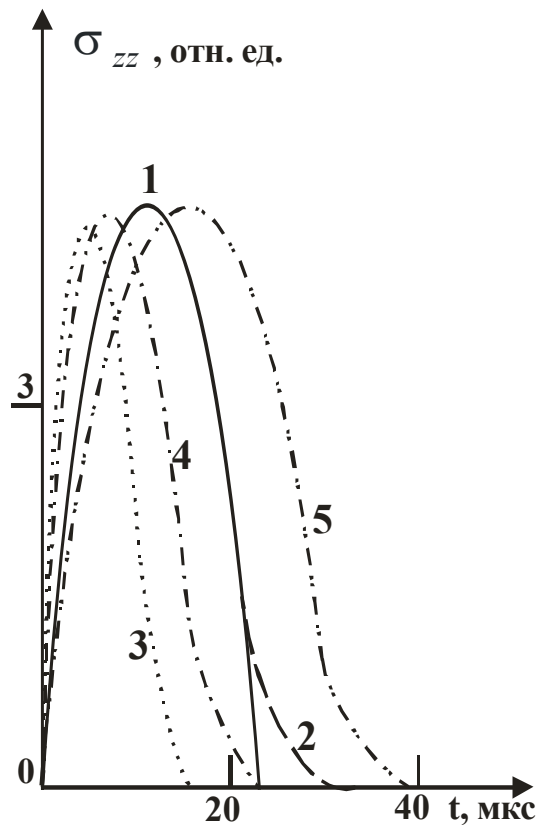


Рис. 4. Зависимости давления в упругой волне от времени при гауссовском законе роста радиуса кривизны кратера во времени ($R(t) = R_{\max} \cdot \exp\left(\frac{t^2}{\tau_0^2}\right)$ при $t < 0$, $R(t) = R_{\max}$ при $t > 0$) для различных значений времен роста зоны неупругих деформаций: 1 – экспериментально полученная кривая [1] (первый полупериод); 2 – $\tau_0 = 40$ мкс; 3 – $\tau_0 = 20$ мкс; 4 – $\tau_0 = 30$ мкс; 5 – $\tau_0 = 50$ мкс.

деформаций от времени. Как видно из рис.4, учет зависимости радиуса кривизны от времени позволяет получить результаты, значительно лучше согласующиеся данными эксперимента, в том числе и для первого полупериода осцилляций давления в упругой волне. Существенно, что рост кратера, обусловленный воздействием лазерного факела на медный образец, продолжается в течение 40 – 50 мкс, что хорошо согласуется с временем существования плазменного образования вблизи мишени (~ 50 мкс [5]). Таким образом, зарегистрировав акустическую волну, возникающую при действии импульсного лазерного излучения на твердое тело и добившись в ходе математического эксперимента наилучшего совпадения данных эксперимента и расчета с использованием модели нагруженной области с перемещающимися границами, излучающей акустические волны в упругую среду, можно определить закон временного роста зоны необратимых деформаций на поверхности обрабатываемой мишени.

ВЫВОДЫ

1. Модель нагруженной области, излучающей акустические волны в упругую среду [3] может быть модернизирована для учета акустической эмиссии в ходе роста зоны необратимых изменений на поверхности образца, подвергающегося лазерной обработке. Для этого достаточно учесть реальный закон изменения во времени рост давления в пароплазменном облаке, формирующемся на границе области, подвергающейся лазерно-плазменному воздействию, и реальный закон роста зоны разрушения вплоть до достижения максимальных значений параметров $\rho_{1\max}$, d_{\max} и R_{\max} .
2. Время роста зоны разрушения для медного образца в условиях эксперимента [5] составляет примерно 40 мкс, что согласуется с временем существования плазменного образования у поверхности мишени, подвергающейся лазерно-плазменной обработке (~ 50 мкс [5]).

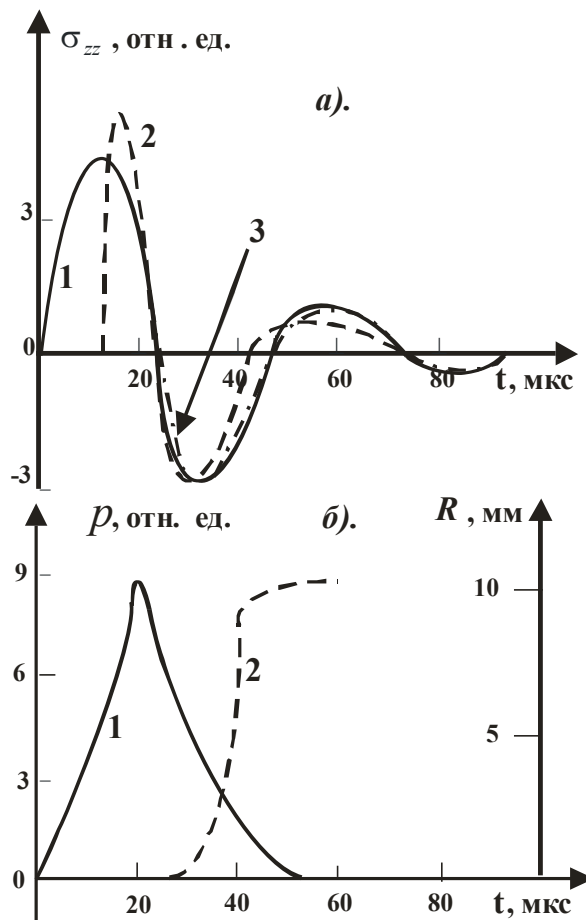


Рис. 5. а) Временные зависимости давления в акустической волне при действии лазерного импульса длительностью 20 мкс на образцы из меди: 1 – экспериментально полученная кривая [1]; 2 – расчет без учета роста кратера в ходе акустической эмиссии; 3 – расчет с учетом роста зоны неупругих деформаций по закону

$$R(t) = R_{\max} \cdot \exp\left(\frac{t^2}{\tau_0^2}\right) \text{ при } t < 0, \quad R(t) = R_{\max} \text{ при } t > 0; \quad \tau_0 = 40 \text{ мкс.}$$

б) 1 – временная зависимость давления в пароплазменном облаке на границе области необратимых деформаций; 2 – зависимость радиуса кривизны зоны неупругих деформаций от времени.

3. Использование модели нагруженной области с перемещающимися границами, излучающей акустические волны в упругую среду, позволяет решить важную практическую задачу – определить закон временного роста зоны необратимых деформаций на поверхности образца, подвергающегося импульсной лазерно-плазменной обработке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов А.Ю., Недолугов В.И. Временные характеристики акустических волн, возникающих при действии лазерного импульса на поверхность металла // Квантовая электроника. – 1989. – Т. 16, № 4. – С. 801 – 805.
2. Иванов, А.Ю. Акустическая диагностика процесса лазерной обработки материалов / А.Ю.Иванов. – Гродно: ГрГУ, 2007. – 280 с.
3. Быковский Ю.А., Иванов А.Ю., Маныкин Э.А.. Акустические процессы, инициированные воздействием лазерного излучения на поверхность твердого тела. // Поверхность. Физика, химия, механика – 1987. - №12. – С. 147 – 150.
4. Быковский Ю.А., Иванов А.Ю.. Влияние временной эволюции очага лазерного пробоя в прозрачных диэлектриках на акустические характеристики пробоя. // Квантовая электроника. 1989. – Т. 16, № 2. – С. 308 – 310.
5. Барихин Б. А., Иванов А.Ю., Недолугов В. И. Скоростная голографическая киносъемка лазерной плазмы // Квантовая электроника. – 1990. – Т. 17, № 11 – С. 1477 – 1480.