

## ТЕРМООПТИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ УЛЬТРАЗВУКА МЕТАЛЛОМ, КОНТАКТИРУЮЩИМ С ПРОЗРАЧНЫМ ДИЭЛЕКТРИКОМ

В.Ф. Обеснюк

УДК 621.373.029

*В линейном приближении оценено влияние прозрачного покрытия на увеличение амплитуды акустического импульса, индуцированного кратковременным нагревом непрозрачной мишени импульсом модулированного оптического излучения.*

В работах [1, 2] показано, что природа возникающих упругих волн при кратковременном воздействии света определяется акустическими, тепловыми и поглощающими свойствами облучаемой мишени. Однако анализ не является полным и не включает исследования давлений, возникающих в таком практически важном случае, как действие модулированного излучения на металлы. Число экспериментальных работ, посвященных этому вопросу [3, 4], также незначительно. В частности, не оценивалось влияние диэлектрических прозрачных покрытий, контактирующих с металлом, на амплитуду возбуждаемых импульсов давления. Этой теме и посвящена данная работа.

В случае оптического воздействия в наносекундном временном диапазоне исследуемый процесс характеризуется следующими параметрами. Для большинства металлов расстояние  $\kappa^{-1}$ , на котором происходит поглощение, меньше или порядка глубины теплового прогрева  $\sqrt{\chi\tau}$ , которая, в свою очередь, меньше размеров акустически возмущенной области ( $\chi$  — температуропроводность;  $\tau$  — длительность импульса излучения). Прогревом прозрачного диэлектрика часто можно пренебречь. Для оценки ограничимся рассмотрением одномерных линеаризованных уравнений движения, неразрывности и теплопроводности. Поскольку рассматривается лишь незначительное тепловое расширение ( $\beta\Delta T \ll 1$ ), систему этих уравнений можно замкнуть уравнением состояния типа уравнения Грюнайзена

$$p = c^2 \Delta\rho + \beta\rho c^2 \Delta T.$$

В итоге для нормальной составляющей напряжения имеем:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{\kappa\beta}{c_p} \dot{q} \exp(-\kappa x) + \beta\rho\chi \frac{\partial^3 T}{\partial t \partial x^2} \quad (1)$$

Здесь  $\kappa$  — коэффициент поглощения;  $\beta$  — коэффициент теплового расширения;  $c_p$  — теплоемкость;  $\rho$  — плотность металла;  $c$  — скорость звука в металле;  $q$  — поглощенная интенсивность оптического излучения, которое распространяется в положительном направлении оси  $x$ .

Рассматривая случай идеального акустического контакта диэлектрика с волновым импедансом  $\rho_0 c_0$  ( $x < 0$ ) и металла ( $x \geq 0$ ), для любой точки одномерного положительного полупространства в дальней волновой зоне учет вклада импульсов, переотраженных контактной границей, при интегрировании выражения (1) следует вести с весом  $(\rho_0 c_0 - \rho c) (\rho_0 c_0 + \rho c)^{-1}$ . В результате для давления получаем следующие ведущие члены в разложении:

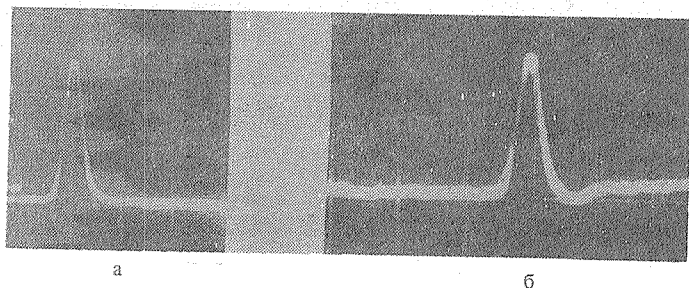
$$p(x, t) = \frac{\rho c}{\rho_0 c_0 + \rho c} \beta \rho \chi \dot{T} + \frac{\rho c}{\rho_0 c_0 + \rho c} \frac{\beta}{\kappa c_p} \dot{q} - \frac{\rho_0 c_0}{\rho_0 c_0 + \rho c} \beta \rho \chi c \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\rho_0 c_0}{\rho_0 c_0 + \rho c} \frac{\beta c}{c_p} q, \quad (2)$$

где величины  $\dot{T}$ ,  $\dot{q}$ ,  $\partial T / \partial x$ ,  $q$  относятся к поверхности раздела в момент времени  $t - x/c$ . В частности, при сильном поглощении (для  $\kappa^{-1} \ll \sqrt{\chi \tau}$ ) получаем:

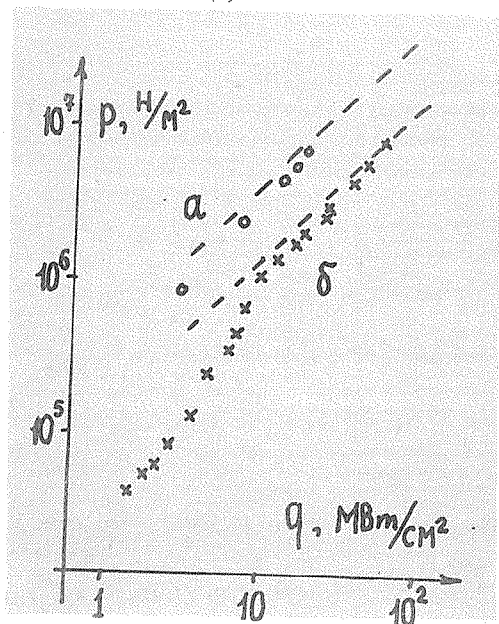
$$p = \frac{\rho c}{\rho_0 c_0 + \rho c} \beta \rho \chi \dot{T} + \frac{2\rho_0 c_0}{\rho_0 c_0 + \rho c} \frac{\beta c}{c_p} q, \quad (3)$$

здесь  $T = (\rho c_p \sqrt{\pi \chi})^{-1} \int_{-\infty}^t \frac{q(\tau) d\tau}{\sqrt{t - \tau}}$ .

Полученное выражение имеет ясную физическую интерпретацию. При условии  $\sqrt{\chi \tau} \ll c \tau$  нагретый слой вблизи контактной границы успевает полностью расширяться за время действия излучения  $\tau$ , т.е. его объем успевает подстроиться под температуру. В случае зажатой контактной границы (при  $\rho_0 c_0 = \infty$ ) давление пропорционально скорости, с которой движется относительно холодный массив мишени, приводимый в движение тепловым расширением нагретого слоя, т.е.  $p \approx \rho c v \sim \rho c \sqrt{\chi \tau} \beta T \tau^{-1} \sim \beta c q / c_p$ . Инерционными эффектами здесь можно пренебречь, поэтому импульс давления практически повторяет по форме импульс излучения. В случае же свободной поверхности ( $\rho_0 c_0 = 0$ ) тепловое расширение беспрепятственно осуществляется в свободное пространство и давление, в основном, определяется инерцией движения нагретого слоя. По величине оно пропорционально силе, с которой нагретый слой с массой  $\rho \sqrt{\chi \tau}$  действует на холодный металл, испытывая при расширении ускорение  $\propto \sqrt{\chi \tau} \beta T \tau^{-2}$ , т.е.  $p \approx \rho \chi \tau \beta T \tau^{-2} \approx \rho \beta \chi \dot{T}$ . Импульс давления должен иметь характерную биполярную форму.



Р и с. 1. Осциллограммы импульса излучения (а) и импульса давления в мишени для пары сталь – вода (б).



Р и с. 2. Зависимость амплитуды давления от интенсивности импульса излучения для пары алюминий – вода (а) и пары сталь – вода (б).

Для свободной поверхности ( $\rho_0 c_0 = 0$ ) выражение (2) совпадает с полученным ранее [5]. Наличие прозрачного диэлектрика с  $\rho_0 c_0 \approx \rho c$  позволяет получить увеличение амплитуды волны сжатия по сравнению со случаем свободной поверхности примерно в  $\sigma(\chi\tau)^{-1/2}$  раз. Например, для меди при  $\tau \sim 10^{-8}$  с оно может быть 50-кратным.

Приведенные оценки хорошо иллюстрируются экспериментально измеренными давлениями в металле. На рис. 1 представлены для сравнения вре-

менной профиль интенсивности гигантского импульса лазерного излучения длительностью 30 нс на полувысоте и профиль импульса сжатия, полученный с помощью тонкого пьезопреобразователя. На рис. 2 в логарифмических координатах показаны экспериментальная зависимость амплитуды давления от интенсивности и результаты расчетов по формуле (3). В экспериментах на металлические образцы наносилась дистиллированная вода, выступающая в роли прозрачного диэлектрика.

При достаточно сильном нагреве такой режим может быть ограничен по интенсивности и длительности затратами энергии на испарение или плазмообразование вследствие развития низкорогового пробоя диэлектрика вблизи поверхности нагретого металла [6]. Отметим также, что только одно из главных напряжений, направленное перпендикулярно поверхности раздела, полностью релаксирует за время действия импульса. По этой причине коэффициент теплового расширения  $\beta$  связан с табличным коэффициентом линейного расширения соотношением  $\beta = \alpha(1 + \mu)/(1 - \mu)$ , где  $\mu$  — коэффициент Пуассона. В частности, для поглощающей жидкости  $\mu = 1/2$  и  $\beta = 3\alpha$ . Учет трехмерного движения неоднородно нагретой поверхности металла также может дать дополнительный запаздывающий по времени вклад в результирующий отклик давления. Небольшое отклонение от линейного роста давления с интенсивностью  $10^6 - 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> может быть преимущественно связано с уменьшением отражающей способности металлической поверхности и увеличением коэффициента Пуассона при нагреве. Однако такого рода нелинейности работают в ограниченном интервале температур и интенсивностей и слабо меняют сигнал по форме и порядку величины.

Автор выражает благодарность И.А. Веселовскому за помощь в подготовке эксперимента.

Поступила в редакцию 24 сентября 1984 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bushnell J.C., McCloskey D.J. J. Appl. Phys., **39**, № 12, 5541 (1968).
2. Бункин Ф.В., Комиссаров В.М. Акустический журнал, **19**, вып. 3, 305 (1973).
3. White R.M. J. Appl. Phys., **34**, 2123 (1963).
4. Dewhurst R. J. et al. Research Techniques in Nondestructive Testing **5**, L., Acad. Press, 281 (1982).
5. Коротченко А.И., Самохин А.А. Препринт ФИАН № 223, М., 1981.
6. Дынин Е.А. Письма в ЖТФ, **2**, вып. 16, 763 (1976).