

6. Ляхов Г. М. Ударные волны в многокомпонентных средах.—«Изв. АН СССР. Механ. и машиностр.», 1959, № 1.
7. Legowski Z., Wlodarczyk E. Regular reflection of an oblique stationary shock wave from an indeformable plane partition in saturated soil.—«Proc. Vibr. Probl. Pol. Acad. Sci.», 1974, vol. 15, N 2.
8. Schwalezyk F., Wlodarczyk E. O pewnej metodzie konstrukcji rozwiazania problemu propagacji plaskiej niestacjonarnej fali uderzeniowej w osrodkach niesprezystych. Biul. Woisk. akad. tech. im. J. Dabrowskiego, 1971, N 4.
9. Ляхов Г. М., Охитин В. Н. Сферические взрывные волны в многокомпонентных средах.— ПМТФ, 1974, № 2.
10. Рахматуллин Х. А. О распространении волн в многокомпонентных средах.— ПММ, 1969, т. 33, вып. 4.
11. Годунов С. К., Козин Н. С. Структура ударных волн в упруговязкой среде.— ПМТФ, 1974, № 5.
12. Каширский Л. В., Орленко Л. П., Охитин В. Н. Влияние уравнения состояния на разлет продуктов детонации.— ПМТФ, 1973, № 2.

УДК 534.231+539.121.7

ОБ ОПТИМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ ИМПУЛЬСНЫМ ИОНИЗИРУЮЩИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В. Д. Воловик, С. И. Иванов

(Харьков)

Исследования упругих колебаний, сопровождающих взаимодействие импульсного ионизирующего излучения с твердыми телами, показали, что возникающие в них механические напряжения создаются нестационарной термоупругой объемной силой $F(\mathbf{r}, t)$ [1, 2]

$$(1) \quad \mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = -\Gamma \nabla E(\mathbf{r}, t),$$

где Γ — параметр Грюнайзена вещества мишени; $E(\mathbf{r}, t)$ — плотность поглощенной энергии пучка ионизирующего излучения в мишени.

Обычно задачи нестационарной термоупругости требуют совместного решения волнового уравнения и уравнения теплопроводности. Если же импульсный пучок заряженных частиц, взаимодействующий с твердой мишенью, имеет длительность τ_b , удовлетворяющую условию

$$(2) \quad \tau_{ei} \ll \tau_b \ll \tau_T \simeq r_b^2/\kappa,$$

то температурное расплывание зоны можно не учитывать за времена порядка действия пучка. Здесь τ_{ei} — время установления однотемпературного режима в электронной и ионной подсистемах материала; τ_T — характерное время диффузии тепла из зоны нагрева цилиндрическим пучком, радиус поперечного сечения которого r_b ; κ — коэффициент теплопроводности материала мишени.

Если совместно с условием (2) удастся выполнить также и условие $\tau_s = r_b/s \ll \tau_T$, то можно считать постоянной температуру нагретой пучком зоны мишени даже за время τ_s — время ухода акустической волны, распространяющейся со скоростью s в среде, из этой зоны. В этом случае решение задачи о величине смещения упругих волн \mathbf{u} , возбуждаемых им-

пульсным пучком частиц, сводится к решению волнового уравнения, которое для неограниченной мишени можно представить в виде

$$(3) \quad \ddot{\mathbf{u}} - s^2 \Delta \mathbf{u} = (1/\rho) \mathbf{F}(\mathbf{r}, t).$$

Уравнение (3) решается в длинноволновом (при низких частотах ω) приближении, т. е. при $\lambda = s/\omega \gg r_b$ [1], когда первым членом можно пренебречь, а $|\nabla| \sim 1/r_b$. Для этой области частот полученные экспериментальные результаты [3] хорошо согласуются с теорией.

Однако для частот $\omega \leq \omega_{\max}$, которые дают основной вклад в частотный спектр возбуждаемого акустического импульса [4], решение волнового уравнения (3) представляет значительные трудности. Здесь ω_{\max} — максимальные регистрируемые частоты, для которых выполняется условие когерентного приема

$$(4) \quad \omega_{\max} = \min \{1/\tau_b, s/r_b\}.$$

Поэтому величина давления упругих волн в волновой зоне

$$(5) \quad p \sim \rho s |\mathbf{u}| \omega \varphi(\mathbf{r}, \tau_l) \Theta(R)$$

будет определяться спектром частот, присутствующих в регистрируемом акустическом импульсе, так как при $\omega \leq \omega_{\max}$ $|\mathbf{u}| = |\mathbf{u}|(\omega)$. Здесь ρ — плотность среды; $\varphi(\mathbf{r}, \tau_l)$ — когерентный множитель, учитывающий интерференционную картину от продольных τ_l и поперечных \mathbf{r} размеров излучающей зоны (при выполнении условия (4) $\varphi(\mathbf{r}, \tau_l) = 1$); $\Theta(R)$ — коэффициент, учитывающий пространственное ослабление (на расстоянии R) давления в звуковом потоке.

Ранее было замечено, что спектр частот возбуждаемого акустического импульса связан с условиями возбуждения [4, 5] (зависит от геометрических размеров области взаимодействия пучка с мишенью, длительности токового импульса ускорителя и от вида вещества мишени).

Все задачи дозиметрии, исследуемые методами радиационной акустики, можно условно разбить на интегральные и дифференциальные. Интегральные задачи (определение полного числа частиц в импульсе, определение полной поглощенной в веществе энергии и т. п.) решаются при $\omega \ll \omega_{\max}$ (см. решение (3)), а дифференциальные задачи (определение пространственного распределения поглощенной в мишени энергии, определение распределения плотности частиц в пучке и т. п.) решаются при $\Delta\omega \sim \omega_{\max}$ (требуют решения всей системы уравнений термоупругости). Поэтому для решения различного рода физических и прикладных задач, использующих возбуждаемые ионизирующим излучением акустические волны, необходимо найти параметр, определяющий условие их возбуждения и позволяющий характеризовать его оптимальность с точки зрения решаемой задачи. Экспериментальному решению этого вопроса и посвящена данная работа.

Определение вида параметра проводилось, согласно следующим соображениям. Величина возбуждаемого механического давления (5) при неизменных диссипированных потерях энергии пучка в мишени E_d определяет коэффициент трансформации k энергии E_d в энергию упругих колебаний E_m

$$(6) \quad k = E_m/E_d \sim p^2/E_d.$$

Величину механической энергии Φ , перенесенную через поверхность $2\pi r_b h$, можно получить, подставив в формулу для усредненной за период

величины вектора Умова — Пойтинга, значение эффективного звукового давления, получаемого из (4):

$$(7) \quad \Phi = (\pi \Gamma^2 / \rho s) E^2(\mathbf{r}, t) r_b h.$$

Определение полной механической энергии, перенесенной потоком Φ , заведомо корректно только для частот $\omega \simeq \omega_{\max}$ (4), так как, согласно [4], $1/\omega_{\max} < \tau_a$, где τ_a — длительность возбуждаемого акустического импульса. Поэтому для упругого колебания частотой $\omega \simeq \omega_{\max}$, согласно (6), (7),

$$(8) \quad k \simeq \frac{\Phi}{\pi E(\mathbf{r}, t) r_b^2 h} \tau = \frac{\Gamma^2 E(\mathbf{r}, t)}{\rho s r_b \omega}.$$

Определив относительный коэффициент трансформации η для граничной и близлежащей частоты

$$\eta = \begin{cases} k(\tau_b)/k(r_b/s), & \tau_b > r_b/s, \\ k(r_b/s)/k(\tau_b), & \tau_b < r_b/s, \end{cases}$$

получим, учитывая (8), (4),

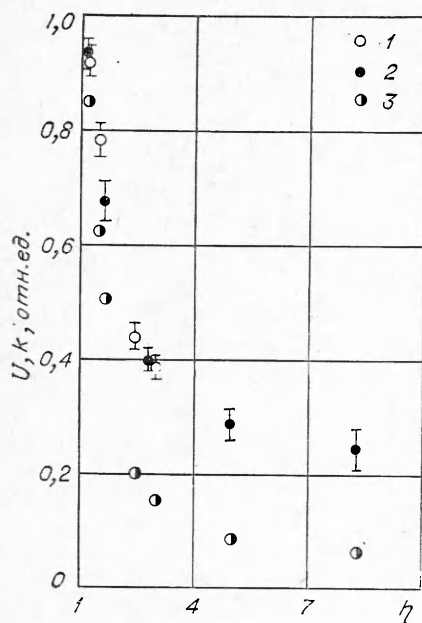
$$\eta = \begin{cases} \frac{\tau_b s}{r_b}, & \tau_b > r_b/s, \\ \left(\frac{\tau_b s}{r_b}\right)^{-1}, & \tau_b < r_b/s, \end{cases}$$

т. е. для частот, близких и равных ω_{\max} , существует зависимость коэффициента трансформации от соотношения между τ_b и r_b/s .

Предполагая такую же зависимость и для частот, характеризующих реальный регистрируемый импульс механического давления (5) [4], выберем в качестве параметра возбуждения для экспериментальных исследований величину η .

Импульсный коллимированный электронный пучок от микротрона ИФП АН СССР возбуждал упругие колебания в алюминиевом диске (диаметр 9 см, толщина $h = 0,1$ см). Начальная энергия электронов 12 МэВ, их среднее число в импульсе $\sim 10^{11}$. Регистрация возбуждаемых колебаний проводилась безрезонансным широкополосным детектором ($\Delta\omega \simeq \simeq 1,5$ МГц) на пьезокерамической основе. В опыте регистрировалась продольная составляющая нулевой лэмбовской волны. Электрический сигнал с детектора U (амплитудное значение) через предусилитель подавался на осциллоскоп, работающий в режиме внешней синхронизации развертки импульсами ускорителя. Импульсный ток пучка измерялся с помощью цилиндра Фарадея, расположенного после диска-мишени. Для варьирования параметра η r_b изменялся в пределах 0,5—0,15 см, а τ_b — (2,2—0,3) 10^{-6} с. В опытах исследовалась зависимость величины $U \sim p$, приведенной к одному значению энергии диссипированных потерь пучка, от выбранного параметра η .

Полученные результаты представлены на фигуре, где точки 1 соответствуют $\tau_b s/r_b < 1$, а точки 2 $\tau_b s/r_b > 1$. Анализ экспериментальных результатов показывает, что точки 1 и 2 ложатся на одну ветвь графика, т. е. подтверждается равноценный вклад в параметр η величин τ_b и r_b/s . С использованием этого факта и того, что вид параметра η получен из рассмотрения коэффициента трансформации k , точками 3 показана зависимость $U^2(\eta) \sim k(\eta)$, получаемая при учете (6).



Результаты проведенного эксперимента подтверждают зависимость регистрируемого давления ультразвуковых волн, возбуждаемых в твердых телах импульсным ионизирующим излучением, от выбранных условий возбуждения. Относительно оптимальности этих условий следует заметить, что для широкополосной регистрации возбуждаемого акустического импульса оптимальным условием (условием максимальной чувствительности) является равенство $\eta = 1$ (дифференциальные задачи радиационно-акустической дозиметрии).

В случае измерения некоторых характеристик твердых тел путем сравнения амплитуды акустических импульсов, возбуждаемых в этих телах пучками ионизирующего излучения [2], оптимальным условием (условием независимости амплитуды от параметров пучка (см. фигуру)) должно быть $\eta > 5$ (интегральные задачи радиационно-

акустической дозиметрии). Такое же неравенство должно выполняться при исследованиях по акустическому сигналу различных эффектов [6] от взаимодействия пучков частиц с толстыми мишенями (амплитуда акустического импульса при широкополосной регистрации не зависит от изменения поперечных размеров пучка на выходе из мишени).

Авторы выражают благодарность Ю. М. Ципенюку за помощь в проведении измерений.

Поступила 23 XI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Воловик В. Д., Лазурик-Эльцуфин В. Т. Акустический эффект пучков заряженных частиц в металлах. — ФТТ, 1973, т. 15, вып. 8, с. 2305—2307.
2. Воловик В. Д., Иванов С. И. К вопросу о термоупругой дозиметрии пучков заряженных частиц. — ЖТФ, 1975, т. 45, вып. 8, с. 1789—1791.
3. Боршковский И. А., Воловик В. Д. Исследование возбуждения акустических волн в металлах электронами и протонами. — «Изв. высш. учеб. заведений. Физика», 1973, № 10, с. 72—76.
4. Воловик В. Д., Иванов С. И. Упругие волны от импульсных пучков заряженных частиц в металлических и пьезодиэлектрических пластинах. — ПТЭ, 1975, № 5, с. 29—32.
5. Воловик В. Д., Иванов С. И. Упругие волны в металлах от импульсных проникающих пучков электронов и протонов. — В кн.: Тезисы докладов VIII Всесоюзного совещания по квантовой акустике и акустоэлектронике. Казань, изд. ЦНТИ, 1974.
6. Боршковский И. А., Воловик В. Д., Лазурик-Эльцуфин В. Т. Акустический пик протонов в пластине твердого тела. — ПМТФ, 1975, № 2, с. 138—140.