объясняются как недостатками теоретической модели, связанными с неполным учетом дисперсионных свойств паровых неоднородностей, так и недостаточной разрешающей способностью акустического датчика при регистрации заднего фронта импульса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Голубничий П. И., Калюжный Г. С., Корчиков С. Д.* О генерации звука лазерным пучком в жидкости с поглощающими частицами // ПМТФ, 1984. № 1. С. 9–12.
2. *Голубничий П. И., Давыдов А. А., Корчиков С. Д., Прогнимак А. Б.* О генерации звука импульсами ОКГ в жидкостях со взвешенными частицами // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 5. С. 698–700.
3. *Давыдов А. А.* Акустический эффект пучков излучений в композиционных материалах при росте паровых пузырьков на границах раздела компонентов // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 11. С. 144–146.

Харьковский госуниверситет
им. А. М. Горького
Ворошиловградский машиностроительный
институт

Поступило в редакцию
18.05.90

УДК 534.232:539.1.04

© 1990 г.

А. И. Калиниченко, Г. Ф. Попов

НЕЛИНЕЙНЫЕ ТЕРМОАКУСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАДИАЦИОННОМ ИМПУЛЬСНОМ ОБЛУЧЕНИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Использование в качестве инструмента воздействия сильноточных электронных пучков или в качестве объекта воздействия материалов с нелинейными термоупругими характеристиками выдвигает задачу обобщения методов радиационно-акустической диагностики [1] на нелинейную область. В настоящей работе теоретически исследуется влияние тепловой нелинейности параметра Грюнайзена $\Gamma(\varepsilon)$ на вид возбуждаемой упругой волны, обсуждаются возможности определения характеристик излучения, а также температуры и фазового состояния вещества по нелинейному термоакустическому отклику.

Пусть импульсный пучок излучения создает в образце поле поглощенной энергии $\varepsilon(\mathbf{r}, t)$. Решение уравнения для потенциала скорости

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} - s^2\Delta\Phi = -\frac{I}{\rho}\frac{\partial}{\partial t}\int\limits_0^{\varepsilon(\mathbf{r},t)} \Gamma(T_0, \varepsilon)\, d\varepsilon \tag{1}$$

в случае задачи Коши имеет вид [2]

$$\Phi(\mathbf{r}_0, t) = -\frac{I}{4\pi\rho s^2}\int \frac{dr}{|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|}\frac{\partial}{\partial t}\int\limits_0^{\varepsilon\left(\mathbf{r},\, t - \frac{|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|}{s}\right)} \Gamma(T_0, \varepsilon)\, d\varepsilon, \tag{2}$$

где T_0 – начальная температура, ρ – плотность, s – скорость звука в облучаемом веществе, r_0 – радиус-вектор точки наблюдения. В волновой зоне выражения для акустических напряжений $\sigma(r_0, t) \cong \rho s \dfrac{\partial\Phi}{\partial r}$ получаются из приведенных в [1] в результате замены

$$\Gamma\varepsilon(\mathbf{r}, t) \Rightarrow \int\limits_0^{\varepsilon(\mathbf{r},t)} \Gamma(T_0, \varepsilon)\, d\varepsilon.$$

В настоящей работе эти довольно громоздкие выражения не приводятся. В случае мгновенного энерговыделения $\varepsilon(\mathbf{r}, t) = \varepsilon(\mathbf{r})\theta(t)$ амплитуды акустических напря-

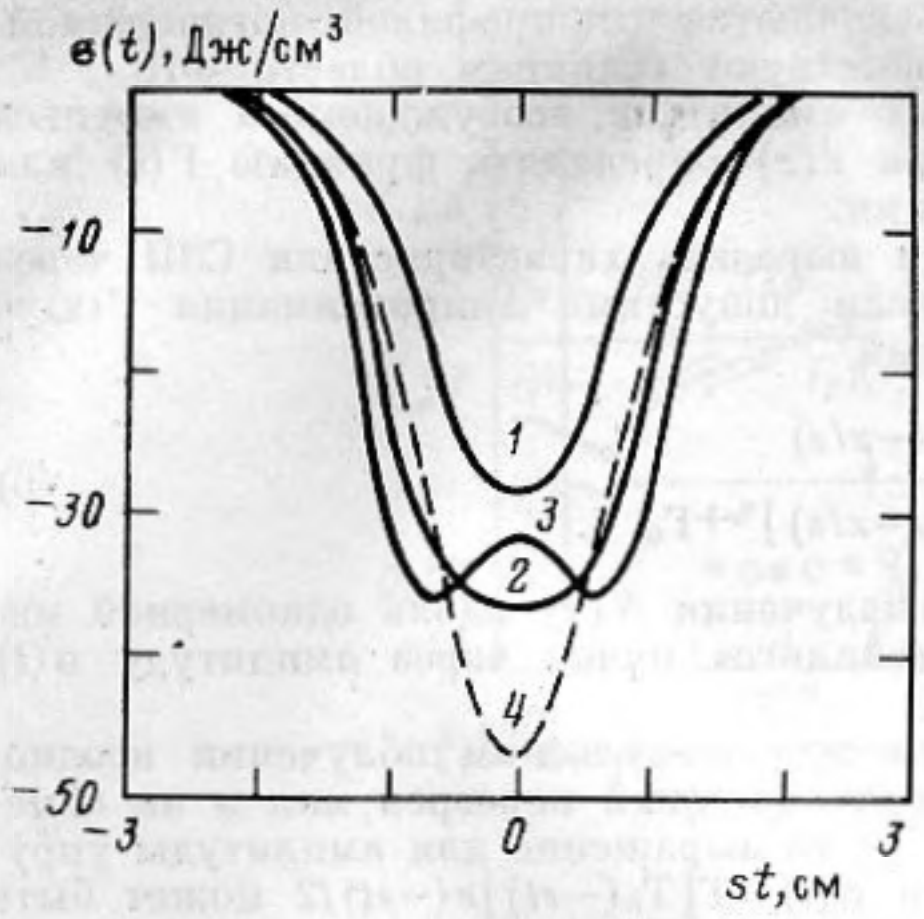

Рис. 1

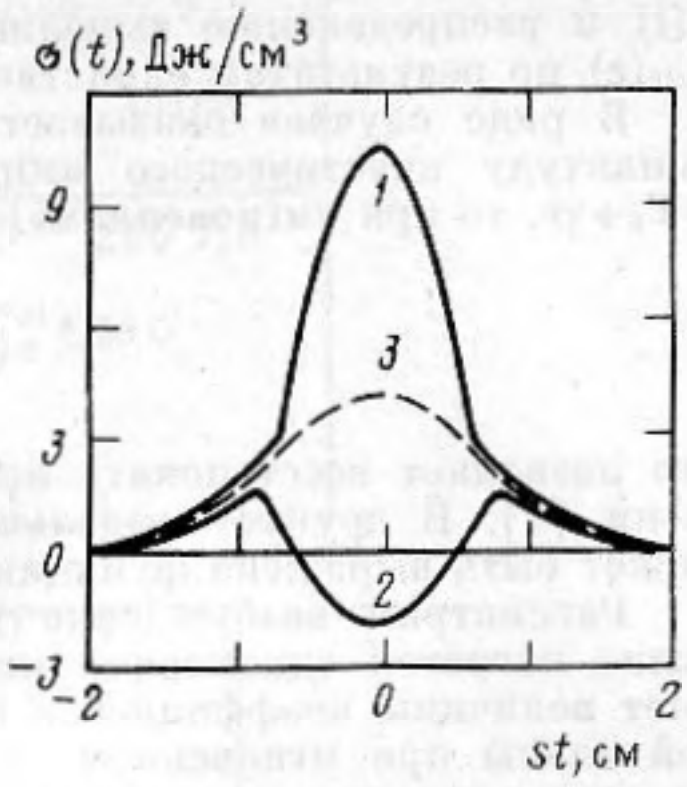

Рис. 2

Рис. 1. Расчетные амплитуды волн напряжений, возбуждаемых в гадолиниевом образце импульсным СЭП при максимальных перегревах в области энерговыделения T_{max}=30, 60, 90 К (кривые *1–3* соответственно). Кривая *4* – профиль поглощенной энергии излучения. Начальная температура гадолиния T_0=279 К

Рис. 2. Расчетные амплитуды волн напряжений, возбуждаемых при импульсном облучении алюминиевого (*1*) и галлиевого (*2*) образцов, находящихся вблизи температур плавления T_f: $T_0=(T_f-1)$ К. Кривая *3* – профиль поглощенной энергии излучения

жений представимы в виде

$$\sigma(r_0,t)=\begin{cases} -\dfrac{1}{4\pi r_0}\displaystyle\int_{-\infty}^{\infty}dy\int_{-\infty}^{\infty}\Gamma[\varepsilon(r_0-st,y,z)]\dfrac{\partial\varepsilon(r-st,y,z)}{\partial r_0}dz, & (3)\\[2ex] -\dfrac{1}{2\pi(2r_0)^{1/2}}\displaystyle\int_{-\infty}^{\infty}dy\dfrac{\partial}{\partial r_0}\int_{r_0-st}^{\infty}\dfrac{dx}{(st-r_0+x)^{1/2}}\int_0^{\varepsilon(x,y)}\Gamma(\varepsilon)\,d\varepsilon, & (4)\\[2ex] \dfrac{1}{2}\displaystyle\int_0^{\varepsilon(r_0-st)}\Gamma(\varepsilon)\,d\varepsilon, & (5)\end{cases}$$

для трех, двух и одномерной задач (выражения (3)–(5) соответственно). В дальнейшем будем полагать, что пучок создает в мишени одномерное поле поглощенной энергии. В этом случае термоакустический отклик описывается выражением (5).

На рис. 1 представлены расчетные амплитуды акустических импульсов, возбуждаемых пучком излучения в гадолинии при температуре T_0=270° К. При расчетах использовалась зависимость Г(Т), определенная экспериментально радиационно-акустическим методом [4]. Как видно из рис. 1, амплитуды акустических импульсов (кривые *1–3*) по форме отличаются от распределения поглощенной энергии (кривая *4*) и непропорциональны максимальным перегревным температурам T_{max}=30°, 60°, 90° К, что является следствием переменности величины Г(Т) в диапазоне реализуемых температур. Характерный «*w*-образный» вид упругой волны (кривая *3*) свидетельствует о знакопеременности Г(Т).

Выражения (2)–(5) для амплитуд упругих волн применимы, если в процессе импульсного нагрева излучением происходит фазовый переход (ФП) в конденсированное состояние с другой плотностью. В этом случае предлагается следующее обобщение коэффициента генерации: $\Gamma_{eff}(\varepsilon)=\Gamma(\varepsilon)+\left[\dfrac{K\nu}{\rho q}-\Gamma(\varepsilon)\right]\theta(\varepsilon-\varepsilon_f)$, где ε_f – плотность поглощенной энергии, при которой начинается ФП, q – удельная теплота ФП, ν – удельное изменение объема при ФП ρ, C и K – плотность, удельная теплоемкость и модуль всестороннего сжатия вещества соответственно. На рис. 2 приведены результаты расчета амплитуд импульсов напряжений, возбуждаемых при импульсном облучении алюминиевой (кривая *1*) и галлиевой (кривая *2*) мишеней, находящихся вблизи точек плавления $T_0=T_f-1$. Пунктирной линией показано распределение поглощенной энергии $\varepsilon(x)$. Из рис. 2 видно, что возбуждаемые акусти-

ческие импульсы по форме качественно отличаются от профилей поглощенной энергии. Изломы кривых напряжения соответствуют границам области ФП.

Уравнение (5) позволяет при известных амплитуде возбуждаемого импульса $\sigma(t)$ и распределению выделившейся энергии $\varepsilon(x)$ определять функцию $\Gamma(\varepsilon)$ или $\Gamma_{eff}(\varepsilon)$ по результатам единственного измерения.

В ряде случаев оказывается возможным выразить характеристики СЭП через амплитуду акустического импульса. Так, если допустима аппроксимация $\Gamma(\varepsilon)=\Gamma_0+\gamma\varepsilon$, то при «мгновенном» энерговыделении

$$\varepsilon(x)=\frac{4\sigma(-x/s)}{[\Gamma_0+4\gamma\sigma(-x/s)]^{1/2}+\Gamma_0}, \tag{6}$$

что позволяет восстановить перенос частиц излучения $N(x)$ вдоль одномерной мишени [1]. В другом предельном случае «длинного» пучка через амплитуду $\sigma(t)$ может быть выражена функция тока пучка.

Рассмотрим возбуждение упругой волны при импульсном облучении неоднородно нагретой одномерной мишени. Если радиационный перегрев мал и не изменяет величины коэффициента генерации $\Gamma(T_0)$, то выражение для амплитуды упругой волны при мгновенном энерговыделении $\sigma(t)=\Gamma[T_0(-st)]\varepsilon(-st)/2$ может быть использовано для нахождения неизвестной функции $T_0(x)$. Например, при линейной зависимости Γ от температуры $T_0(x)=[2\sigma(-x/s)/\varepsilon(x)-\Gamma_0]/(\gamma\rho C)$. Неоднородность прогрева мишени может приводить к существенному искажению радиационно-акустического отклика при высокой частоте следования импульсов излучения даже сравнительно небольшой интенсивности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Залюбовский И. И., Калиниченко А. И., Лазурик В. Т.* Введение в радиационную акустику. Харьков: Вища школа, 1986.

Харьковский госуниверситет
им. А. М. Горького

Поступило в редакцию
18.05.90

УДК 534.232:539.1.04

© 1990 г.

А. И. Калиниченко, Г. Ф. Попов

РАДИАЦИОННО-АКУСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

Исследование динамики структурных фазовых переходов – процессов релаксации, гистерезиса, образования метастабильной фазы – делает актуальной разработку методов неразрушающего контроля за состоянием вещества, обладающих высоким временны́м разрешением и быстродействием. Для этих целей перспективным представляется использование эффекта возбуждения термоупругих волн при импульсном облучении вещества. Амплитуда возбуждаемой при радиационном нагреве упругой волны непосредственно связана с параметрами вещества – коэффициентом теплового расширения α и параметром Грюнайзена Γ, а также со скоростью звука s, сжимаемостью k, модулем Юнга E и коэффициентом Пуассона Π. Это позволяет в ходе радиационно-акустических экспериментов определять указанные параметры в области фазового перехода, где они часто характеризуются аномальным поведением и нестабильностью.

Используя пучок электронов с энергией $E=5\div25$ МэВ, числом частиц в импульсе 10^9-10^{10}, длительностью импульса $t_в\simeq10^{-6}$ с, диаметром $D=(1-4)$ см, изучалась температурная зависимость амплитуды термоупругой волны $\alpha(T)$, возбуждаемой пучком в материалах вблизи структурных фазовых переходов (ФП): гадолинии (ФП «ферро-парамагнетик»); сплавах с эффектом памяти формы Ti–Ni, Ti–Ni–Cu, Cu–Al–Ni (ФП «мартенсит-аустенит»); горячепрессованной ВТСП-керамике ($YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$) (ФП в сверхпроводящее состояние). Исследованные образцы представляли собой круглые стержни диаметром $d=0{,}2-0{,}4$ см и длиной $L\gg d$. Выполнение условий $\chi d<E$; $d+st_в\ll D$ (χ – удельные потери энергии электрона), а также условия, что радиационный перегрев вещества $\Delta T=(10^{-3}\div10^{-2})$ К за один импульс не приводит к существенному изменению исследуемых величин $\Gamma(T)$, $s(T)$ и др., обосновывало применимость приближения тонкого стержня и соотношений линейной теории упругости [1] для описания акустического отклика мишени. Используя связь между напряжением σ и смещением u в тонком стержне $-\sigma=E\left(\frac{\partial u}{\partial x}-\frac{\alpha}{3\rho C}\varepsilon\right)$,