что позволяет опустить второе слагаемое в правой части (1). Соотношение (1) справедливо в предположении, что время передачи тепла через паровую прослойку на испарение мало: $t_т \approx 0{,}3b(P_p-P_0)^{7/3}(K_2c)^{-1/3}d^2/\lambda_p T_0(T-T_0) \ll t_г$, $\lambda_p=\rho_p C_p \varkappa_p$. В области взаимодействия излучения с веществом скорость звука оказывается функцией температуры включений:

$$s=\left[\rho\left(\frac{\partial v}{\partial P}\right)_\varepsilon\right]^{-1/2} \approx s_2\left(1+\frac{\rho_1 c_1 K_2 T^3 c}{b^2 P_p{}^2}+\frac{K_2 v}{P_p}\right)^{-1/2}. \qquad (2)$$

В приближении равномерно разогретого слоя скорость звука по слою постоянна и отлична от скорости вне разогретой области. Задача аналогична уже известной [3] о термоупругих колебаниях в полубесконечном теле с поглощающим проникающее излучение акустически мягким покрытием. Выражение для величины давления $P_s(t)$ в акустическом импульсе имеет вид

$$P(x,t)=P(T)\,k_{12}\sum_{n=0}^{\infty} D_{12}{}^n\left[\theta\left(t-\frac{x+(n-0{,}5)H}{s}\right)-\theta\left(t-\frac{x+(n+0{,}5)H}{s}\right)\right], \qquad (3)$$

где

$$k_{12}=\frac{2\rho_2 s_2}{\rho s+\rho_2 s_2}, \quad D_{12}=\frac{\rho_2 s_2-\rho s}{\rho_2 s_2+\rho s},$$

$\theta(t)=0$ при $t<0$, $\theta(t)=1$ при $t\geqslant 0$. Акустический импульс представляет собой систему затухающих колебаний с периодом $t_s=H/s$ (H – толщина слоя). Амплитуда давления уменьшается от периода к периоду на величину $\delta P=2Ps/(s_e+s)$. Средняя скорость уменьшения давления в импульсе $\delta P/t_s$, соответственно характерное время акустической релаксации $t_r \approx t_s P/\delta P=t_s(s_2+s)/2s$. При больших концентрациях включений или малых давлениях, когда $cK_2\rho_1 C_1 T^3/b^2 P_p{}^2 \gg 1$, скорость звука $s \ll s_2$, акустическое рассогласование велико и $t_г \gg t_s$. В этом случае возможны значительные отличия формы сигнала от рассчитанной в рамках термоупругой модели однородной среды. Наоборот, при малых концентрациях или больших давлениях скорость звука в разогретой области близка к скорости звука в жидкости, а длительность акустического импульса и его форма близки к рассчитанным в рамках термоупругого механизма генерации звука в однородной среде.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *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.
2. *Вукалович М. П., Новиков И. И.* Уравнение состояния реальных газов. М.– Л.: Гос. энергетическое изд-во, 1948. С. 300.
3. *Давыдов А. А., Калиниченко А. И., Лазурик В. Т.* Возможности использования радиационно-акустического метода для определения толщин покрытий // Измерительная техника. 1984. № 10. С. 15–16.

Харьковский госуниверситет
им. А. М. Горького

Поступило в редакцию
18.05.90

УДК 534.222.2

© 1990 г.

А. А. Давыдов, С. Д. Корчиков

НЕЛИНЕЙНЫЙ АКУСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ, ВОЗНИКАЮЩИЙ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В ЖИДКОСТИ С ПОГЛОЩАЮЩИМИ ЧАСТИЦАМИ

В работах [1, 2] исследовалась величина нелинейного акустического сигнала, возникающего в прозрачных жидкостях со взвесью твердых материалов при импульсном лазерном облучении. В работе [3] в рамках пузырькового механизма построена зависимость величины радиационно-стимулированного давления от плотности поглощенной в неоднородной среде энергии излучения, качественно согласующаяся с результатами экспериментальных измерений.

В настоящей работе экспериментально и теоретически исследована форма акустического импульса, возникающего в прозрачной жидкости (вода) со взвесью твердого материала (углерод) при лазерном нагреве в интервале плотностей лазерного излучения ($\lambda=1{,}06$ мкм) E/S (10^{-3}–1) Дж/см^2. Измерения импульса давления проведены с помощью датчика на основе пьезоматериала ЦТС-19 с конической за-

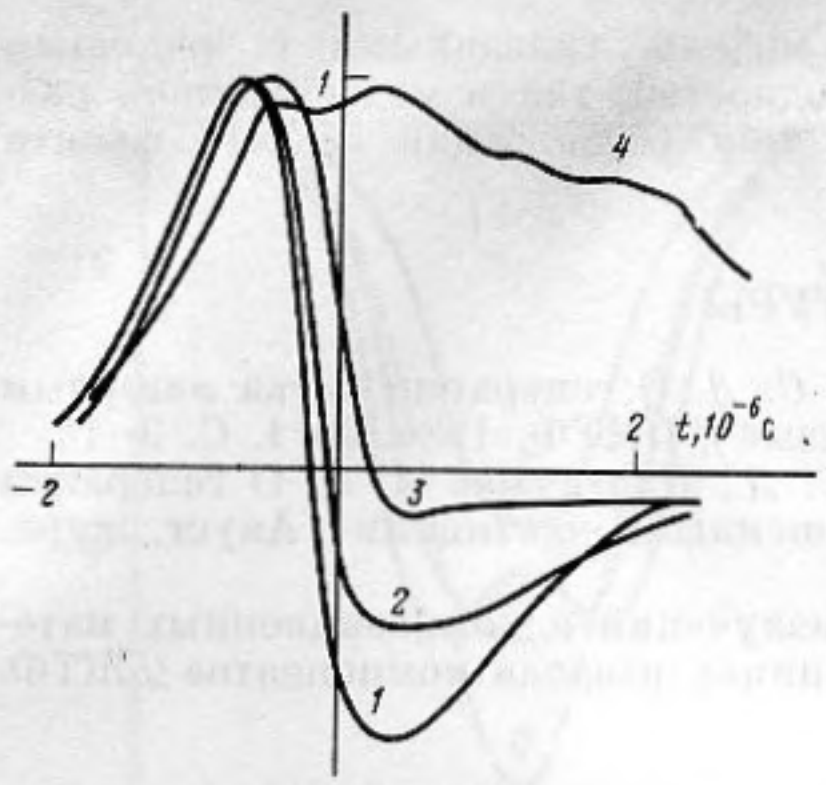

Рис. 1. Экспериментальные зависимости импульса давления

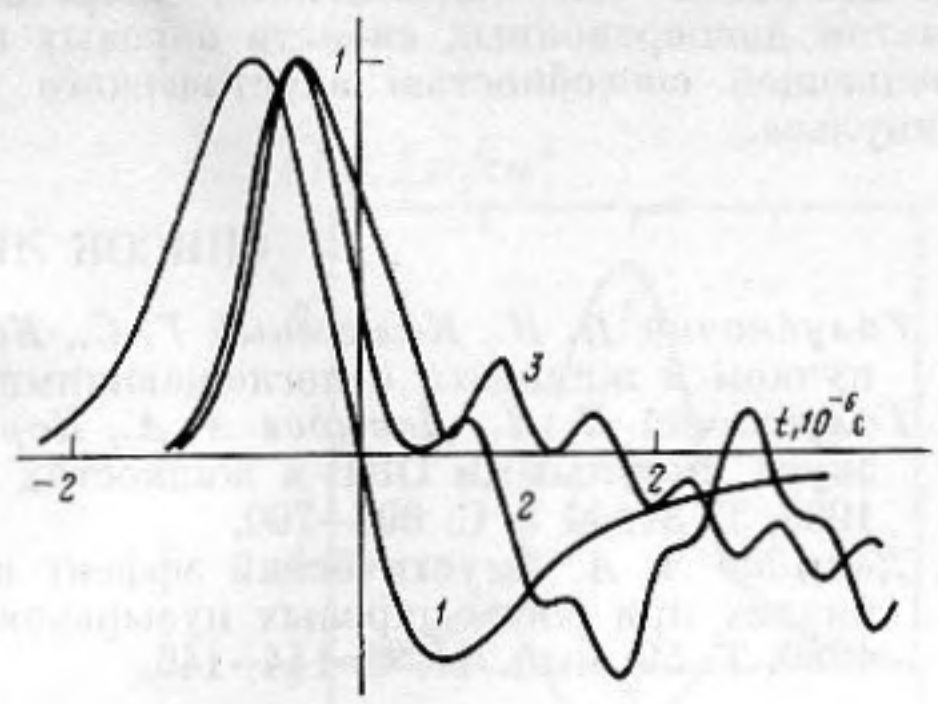

Рис. 2. Расчетные значения импульса давления

точкой приемной поверхности, работающего в режиме короткого замыкания. Диаметр принимающей поверхности 2 мм, задней поверхности – 10 мм, толщина 15 мм. Тыльная часть пьезокерамики деполяризована. Геометрия эксперимента описана в [1]. Время действия лазерного излучения $t_i \sim 10^{-8}$ с, диаметр пучка $D \approx 2{,}5$ мм, длина области энерговыделения $l \approx 20$ мм, расстояние от оси пучка до точки регистрации $R \approx 10$ мм. Тестирование акустического датчика проводилось в эксперименте путем сравнения его отклика с рассчетными профилями упругой волны, возбуждаемой термооптической антенной, а также при инициировании одиночной микрополости в результате пробоя жидкости сфокусированным импульсом лазерного излучения. Установлено, что акустический датчик воспроизводит профиль волны с временны́м разрешением $(3-5)\cdot 10^{-8}$ с для импульсов длительностью не более $5\cdot 10^{-6}$ с.

Измерения частиц взвеси по методике, изложенной в [1], показали, что распределение частиц по размерам приблизительно равномерное в области размеров <3 мкм с последующим быстрым спадом. Объемная доля частиц в композите $c \approx 10^{-5}$.

На рис. 1 представлены временные зависимости импульса давления при плотностях лазерного излучения $<10^{-3}$ (линейная область); 10^{-2}; 10^{-1}; 0,7 Дж/см^2 (кривые *1–4* соответственно). Кривые нормированы на максимальное давление в импульсе. Зависимость величины максимального давления от плотности лазерного излучения представлена в [2]. Из приведенных графиков видно, что проявление нелинейного механизма существенно сказывается на форме акустического импульса: изменяется длительность импульса, максимум смещается в сторону заднего фронта, уменьшается амплитуда растягивающих напряжений по отношению к амплитуде сжимающих, наблюдаются высокочастотные биения (кривая 4).

Теоретический анализ проведен в рамках пузырькового механизма [3], связанного со вскипанием жидкости вблизи разогретых излучением включений. Учитывая малость времен перераспределения температуры по включению $t_1 \approx d^2/4\varkappa_1 \sim 10^{-8}$ с и паровой прослойке $t_p \approx h^2/4\varkappa_p \lesssim 4\cdot 10^{-7}$ с ($h \lesssim d$ при давлении пара $P_p < 6\cdot 10^6$ дин/см^2) по сравнению с временем акустической релаксации разогретой области $t_s \approx D/s_2 \sim 2\cdot 10^{-6}$ с ($\varkappa_{1,\,p}$ – коэффициенты температуропроводности включений и пара, s_2 – скорость звука в жидкости), включения полагаем равномерно прогретыми, а температуру пара равной температуре включений T. Время установления давления насыщенного пара в объеме усреднения определяется временем расширения паровой полости под действием давления насыщенного пара $t_e \approx d/s_2\sqrt{c} \sim 10^{-6}$ с и временем передачи через паровую полость тепла для испарения необходимого количества жидкости $t_r \approx 0{,}3b(P_p-P_0)^{7/3}(K_2c)^{-4/3}d^2/\lambda_p T_0(T-T_0) \sim 10^{-4}$ с. Здесь $P_p(T) = P_0 \exp(b/T - b/T_0)$ – давление насыщенного пара при температуре T, $P_0 \approx 10^6$ дин/см^2, для воды $T_0 = 373{,}15$ К, $b = 4750$ К, λ_p – теплопроводность пара. Время установления давления превышает t_s: $t_d \approx t_r > t_s$, и испарение продолжается в процессе акустической релаксации. Расчет модуля всестороннего сжатия среды с паровыми полостями, близкими по свойствам к идеальному газу в термостате (включение), дает $K = K_2[1 + (P_p - P_0)/P_p + K_2 v/P_p]^{-1}$, v – относительное изменение объема среды в акустическом импульсе. Рассмотрим случай аксиально-симметричного источника тепла с гауссовым распределением плотности $E/S = (E/S)_0 \exp(-r^2/D^2)$. Интегрирование нелинейных уравнений движения проведено методом конечных разностей по явной схеме. Контроль осуществлялся путем сравнения с результатами аналитического расчета в линейной области, в нелинейной области проводилось сравнение результатов, полученных с различным временны́м шагом. Результаты расчетов представлены на рис. 2: кривая *1* – линейная область, *2* – $E/S = 2\cdot 10^{-2}$, *3* – $E/S = 5\cdot 10^{-2}$ Дж/см^2. Из графиков видно, что результаты качественно согласуются с экспериментом при $t < 4$ мкс. Однако положение минимума на экспериментальных графиках изменяется слабо до $E/S = 1$ Дж/см^2, а на расчетных наблюдается смещение его в сторону заднего фронта. Расчетные графики демонстрируют наличие высокочастотных биений при $E/S < 0{,}1$ Дж/см^2. Указанные различия, очевидно,

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-