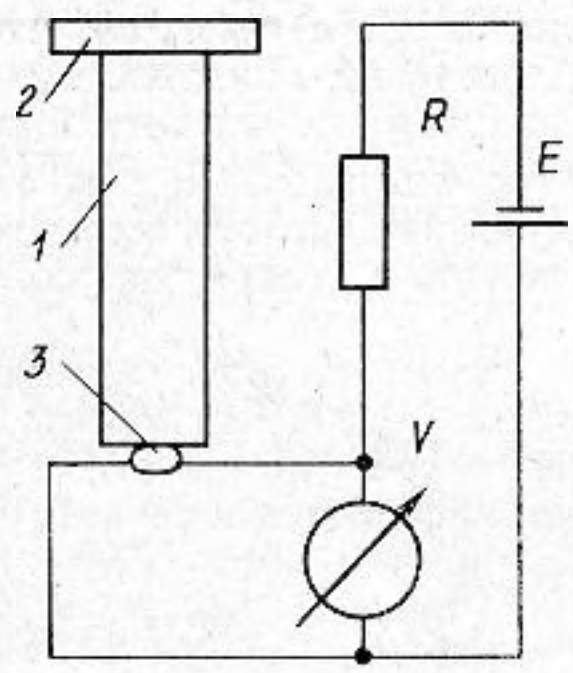
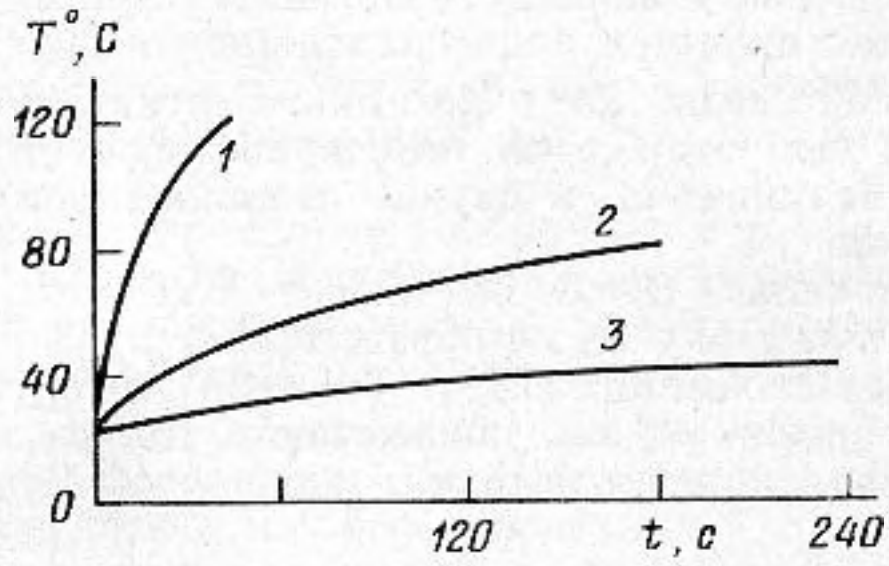
ния акустического контакта использовалось масло ГКЖ-94. Второй торец образца имел шероховатую структуру для предотвращения образования стоячих волн. Диод *3* с держателем поджимался к этому торцу пружиной. Источник питания $E=9$ В и сопротивление $R=100$ кОм создают прямой ток смещения I через диод. Падение напряжения на диоде измеряется вольтметром V.

Известно, что прямое сопротивление диода r сильно зависит от температуры T. Проведенные исследования диодов КД 102Б показали, что при токе $I\sim0{,}1$ мА зависимость r от T линейна в диапазоне температур от 0 до 100° С, т. е. $r=r_0+k\Delta T$, где r_0 – сопротивление диода при начальной (комнатной) температуре, ΔT – изменение температуры, k – коэффициент пропорциональности. Поскольку $I\approx\text{const}$, если $R\gg r$, то $U\approx U_0+K\Delta T$. Величины U_0 и K определяются для каждого диода путем калибровки. Типичные значения $U_0\approx0{,}5$ В, $K\approx0{,}025$ В/°С при $I=0{,}085$ мА, $T=300$ К. Диод КД 102Б может быть использован как датчик температуры в диапазоне до 150° С. Однако в области от 100 до 150° С зависимость r от T нелинейна, и необходима специальная калибровка датчика.



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Схема датчика температуры

Фиг. 2. Зависимость температуры нагрева образца от длительности возбуждающих импульсов при различных напряжениях на пьезопреобразователе: *1* – $U=370$ В, *2* – 100 В, *3* – 50 В

На фиг. 2 показаны зависимости температуры образца от длительности акустических импульсов при различных напряжениях на пьезопреобразователе. Видно, что при напряжении на пьезопреобразователе 370 В ($P\approx40$ Вт, $\varepsilon\sim10^{-5}$) акустический импульс длительностью 45 с нагревал образец от комнатной температуры до 125° С. Более того, даже при напряжениях на пьезопреобразователе ~50 В, обычно используемых в экспериментах по акустическому насыщению сигнала ЯМР, изменение температуры образца составляет 20° С. При этом время спин-решеточной релаксации T_1 должно уменьшиться на 15%, так как $T_1^{-1}\sim[T(°\text{К})]^2$ [5], а разность населенностей ядерных спиновых уровней – на ~7%. Поэтому очевидно, что возможный нагрев образца нельзя не учитывать в экспериментах по ядерному акустическому резонансу.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Кессель А. Р.* Ядерный акустический резонанс. М.: Наука, 1969, с. 62.
2. *Шутилов В. А., Антокольский Г. Л.* Ультразвуковое возбуждение магнитных дипольных переходов ядер F^{19} в монокристалле LiF.– ФТТ, 1967, т. 9, № 4, с. 1231–1234.
3. *Антокольский Г. Л., Ферштат Л. Н., Шутилов В. А.* Акустический ядерный солид-эффект во фториде лития.– Письма в ЖЭТФ, 1971, т. 13, № 8, с. 404–407.
4. *Михайлов И. Г., Шутилов В. А.* Прибор для измерения абсолютной интенсивности ультразвука.– Акуст. журн., 1957, т. 3, № 4, с. 379–380.
5. *Berg G., Dubiel M., Frohlich F.* T_1-measurements in Ca-doped NaCl crystals.– Phys. Stat. Sol., 1977, v. 39(a), № 1, p. 265–268.

Казанский физико-технический институт Казанского филиала АН СССР

Поступила в редакцию 28.IV.1983

УДК 534.26

ОБ ОТРАЖЕНИИ ЗВУКОВОГО ПУЧКА ОТ НЕОДНОРОДНОЙ ГРАНИЦЫ

Лапин А. Д.

В работе [1] решена задача о генерации поверхностной волны при наклонном падении объемной волны на неоднородную границу, характеризуемую акустической проводимостью упругого типа, и вычислен эффективный коэффициент отражения по энергии звукового пучка, падающего на неоднородный участок границы. Показано,

что при длине неоднородного участка, равной $1{,}2/\delta$, где δ – коэффициент затухания поверхностной волны из-за рассеяния на неоднородностях, происходит оптимальное преобразование объемной волны в поверхностную и тогда эффективный коэффициент отражения пучка имеет минимальное значение, равное 0,2. Представляет интерес рассчитать эффективный коэффициент отражения звукового пучка при нормальном падении его на неоднородную границу. Можно ожидать, что при определенных параметрах неоднородностей почти вся звуковая энергия перейдет в поверхностные волны и поэтому коэффициент отражения будет малой величиной.

Расчет выполнен на основе модифицированной теории возмущений [2, 3] при учете членов второго порядка малости по амплитуде неоднородностей. Необходимость учета квадратичных эффектов в задаче о преобразовании волн отмечена в работе [4]. Задача о рассеянии звука на границе с синусоидальными неоднородностями, не возбуждающими поверхностные волны, решена в работах [5, 6].

Пусть жидкое однородное полупространство ($z<0$) ограничено сверху плоскостью $z=0$, характеризующейся акустической проводимостью $Y(x)$ упругого типа ($\mathrm{Re}\,Y=0$, $\mathrm{Im}\,Y<0$). Величину $Y(x)$ зададим в виде $Y=[\eta_0+2\eta_1\cos(\beta x)]/(i\rho c)$ при $|x|<L/2$ и $Y=\eta_0/(i\rho c)$ при $|x|>L/2$, где $\eta_1\ll\eta_0$, $\beta L\gg 1$, $2\pi/\beta$ – период неоднородностей, ρ и c – соответственно плотность среды и скорость звука в ней. Из полупространства на неоднородную границу падает гармоническая объемная волна с давлением

$$p_{\text{пад}}=A\exp(ikz), \tag{1}$$

где A и k – амплитуда и волновое число. Исследуем рассеяние волны (1) от неоднородностей с периодом, равным или близким $2\pi/\xi$, где $\xi=k\sqrt{1+\eta_0^2}$ – волновое число поверхностной волны в структуре без неоднородностей. Эти периодические неоднородности эффективно возбуждают поверхностные волны, бегущие в положительном и в отрицательном направлениях оси x. Полное звуковое поле P удовлетворяет граничному условию $(\partial P/\partial z)_{z=0}-k[\eta_0+2\eta_1\cos(\beta x)]P(x,0)=0$, $|x|<L/2$.

Решение задачи о преобразовании объемной волны в поверхностную на ограниченном неоднородном участке получим путем комбинации «свободного» и «вынужденного» решений задачи для бесконечной периодической структуры.

Согласно результатам работы [7], свободные поверхностные волны, распространяющиеся вдоль границы с синусоидальными неоднородностями, описываются следующими приближенными выражениями: $p(x,z)=\{[M^+\exp(i\delta x)+M^-\exp(-i\delta x)]\times\exp(i\beta x)+[N^+\exp(i\delta x)+N^-\exp(-i\delta x)]\exp(-i\beta x)\}\exp(\alpha' z)$, где p – звуковое давление, $\delta=\sqrt{\gamma_1^2-2\gamma_1\eta_1^2kb\alpha/\xi}$, $\mathrm{Im}\,\delta>0$, $\alpha'=\sqrt{\beta^2-k^2}$, $\gamma=\beta-\xi$, $\gamma_0=\eta_1^2ka\alpha/\xi$, $\gamma_1=\gamma-\gamma_0$, $\alpha=\sqrt{\xi^2-k^2}=k\eta_0$, $a=k/(\sqrt{4\xi^2-k^2}-k\eta_0)$, $b=-1/(\eta_0+i)$, $(N/M)^{\pm}=\{\xi(\gamma_1\pm\delta)/\eta_1^2\alpha kb-1\}$.

Резонанс наступает при $\gamma_1=0$, т. е. при периоде неоднородностей, равном $2\pi/\beta_0$, где $\beta_0=\xi+\gamma_0$. При резонансе величина δ обращается в нуль.

Решение задачи о генерации поверхностных волн на бесконечной границе с синусоидальными неоднородностями при падении объемной волны (1) получим модифицированным методом малых возмущений. Звуковое давление в этих поверхностных волнах будет $p(x,z)=\nu A\{\exp(i\beta x)+\exp(-i\beta x)\}\exp(\alpha' z)$, где коэффициент ν равен i/η_1 при $\beta=\beta_0$, $\alpha'=\sqrt{\beta^2-k^2}$.

Решение задачи о преобразовании волн на ограниченном неоднородном участке $|x|<L/2$ получим следующим образом. Внутри этого участка поле представим в виде суммы «свободного» и «вынужденного» решений для бесконечной периодической структуры $p(x,z)=\{B^{(\rightarrow)}(x)\exp(i\beta x)+B^{(\leftarrow)}(x)\exp(-i\beta x)\}\exp(\alpha' z)$, где $B^{(\rightarrow)}(x)=\{\nu A+[M^+\exp(i\delta x)+M^-\exp(-i\delta x)]\}$, $B^{(\leftarrow)}(x)=\{\nu A+[N^+\exp(i\delta x)+N^-\exp(-i\delta x)]\}$. При учете граничных условий $B^{(\rightarrow)}(-L/2)=B^{(\leftarrow)}(+L/2)=0$ получим следующие выражения для амплитуд при $\beta=\beta_0$:

$$B^{(\rightarrow)}(x)=2\frac{i}{\eta_1}AS\frac{(L/2+x)}{(1+SL)},\qquad B^{(\leftarrow)}(x)=2\frac{i}{\eta_1}AS\frac{(L/2-x)}{(1+SL)},$$

где $S=ik^2\eta_0\eta_1^2/\xi(\eta_0+i)$.

Справа и слева от неоднородного участка побегут поверхностные волны с одинаковыми амплитудами $B^{(\rightarrow)}(+L/2)=B^{(\leftarrow)}(-L/2)=2i/\eta_1ASL/(1+SL)$.

Рассчитаем эффективный коэффициент отражения по энергии звукового пучка, падающего на неоднородный участок $|x|<L/2$ границы. Поток энергии в падающей волне через этот участок равен $E_{\text{пад}}=A^2L/(2\rho c)$. Поток энергии в генерируемых поверхностных волнах будет $E=(\xi/4\alpha k\rho c)\{|B^{(\rightarrow)}(+L/2)|^2+|B^{(\leftarrow)}(-L/2)|^2\}$. Коэффициент отражения V получим по формуле $V=(E_{\text{пад}}-E)/E_{\text{пад}}=1-4(S_1L)/[(1+S_1L)^2+(S_2L)^2]$, где $S_1=\mathrm{Re}\,S=k^4\eta_0\eta_1^2/\xi^3$, $S_2+\mathrm{Im}\,S=\eta_0S_1$.

Исследование коэффициента отражения на экстремум показывает, что при неоднородностях с амплитудой $\eta_1=\sqrt{(1+\eta_0^2)/kL\eta_0}$ он принимает минимальное значение, равное $V_{\min}=(\xi-k)/(\xi+k)$. Согласно последней формуле, при малом отличии волновых чисел объемной и поверхностной волн почти вся звуковая энергия пучка переходит в поверхностные волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Лапин А. Д.* О возбуждении поверхностной волны на неоднородной границе.– Акуст. журн., 1984, т. 30, № 4, с. 561–562.
2. *Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А.* Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М.: Наука, 1974.

3. *Рыбак С. А.* Рассеяние плоской волны на малых периодических неоднородностях.– Акуст. журн., 1965, т. 11, № 1, с. 89–92.
4. *Гуляев Ю. В., Плесский В. П.* Взаимное преобразование объемных и поверхностных акустических волн на периодически возмущенном участке поверхности упругого тела (обзор).– Радиотехника и электроника, 1980, т. 25, № 8, с. 1569–1587.
5. *Лысанов Ю. П.* Рассеяние звука от плоской неоднородной поверхности с периодически меняющейся акустической проводимостью.– Акуст. журн., 1955, т. 1, № 1, с. 58–69.
6. *Лысанов Ю. П.* О рассеянии звука на неоднородной поверхности.– Акуст. журн., 1958, т. 4, № 1, с. 47–50.
7. *Лапин А. Д.* Затухание поверхностной волны, распространяющейся вдоль границы с периодическими неоднородностями.– Акуст. журн., 1980, т. 26, № 2, с. 218–224.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
14.III.1983

УДК 534.21

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕСТАЦИОНАРНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ ДАВЛЕНИЯ С ПУЗЫРЬКОМ ГАЗА В ЖИДКОСТИ

Поздеев В. А.

Рассмотрим динамику взаимодействия нестационарной волны давления с пузырьком газа, находящимся первоначально в равновесном состоянии с окружающей его акустической средой. Принимаем следующие допущения: дифракцией фронта волны на пузырьке пренебрегаем; полагаем, что, деформируясь, пузырек сохраняет сферическую форму, а амплитуды деформаций малы по сравнению с первоначальным радиусом пузырька R_0. Аналогичная задача без учета вязкостных и тепловых потерь решена в [1]. Здесь дополнительно учтем эти факторы.

Уравнение динамики пузырька в поле набегающей волны $P_{\text{В}}(t)$ имеет вид

$$P_{\text{Г}}=P_{\text{В}}+P_{\text{И}}+P_{\text{П}}, \tag{1}$$

где $P_{\text{Г}}$ – давление газа в пузырьке; $P_{\text{И}}$ – давление в излученной пузырьком волне; $P_{\text{П}}$ – потери давления за счет вязкости жидкости.

Избыточное давление газа в пузырьке $P_{\text{Г}}(t)$ найдем из уравнения состояния газа

$$P_{\text{Г}}=P_{\text{Г}0}[(R_0/R)^{3\gamma}-1], \tag{2}$$

где $P_{\text{Г}0}$ – статическое (равновесное) давление в среде; γ – показатель адиабаты.

Закон изменения радиуса пузырька удобно представить в виде

$$R(t)=R_0+R_1(t), \tag{3}$$

причем $(R_1/R_0)^2\ll 1$.

Подставляя (3) в (2) и выполняя линеаризацию, получим

$$P_{\text{Г}}=-3\gamma P_{\text{Г}0}R_1/R_0. \tag{4}$$

Давление излучения при пульсации с малой амплитудой сферы в акустической среде, согласно [2], имеет вид

$$P_{\text{И}}=\rho_0 c_0\left[\dot{R}_1-a\int_0^t \dot{R}_1(\tau)e^{-a(t-\tau)}\,d\tau\right], \tag{5}$$

где $a=c_0/R_0$; c_0 – скорость звука в невозмущенной среде; ρ_0 – плотность невозмущенной среды.

Потери давления за счет вязкости жидкости найдем, воспользовавшись [3] в виде

$$P_{\text{П}}=\frac{4\mu}{R\rho_0}\dot{R}\approx\frac{4\mu}{R_0\rho_0}\dot{R}_1, \tag{6}$$

где μ – динамическая вязкость.