АНОМАЛЬНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ ДВУМЕРНЫМ АДСОРБИРОВАННЫМ СЛОЕМ НА ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Ю. А. Косевич

Предсказано аномально сильное поглощение падающих акустических волн тонким адсорбированным слоем вещества с малой плотностью и жесткостью, обусловленное сильным возрастанием амплитуды резонансных колебаний частиц такого слоя. Рассматриваемое явление может быть использовано для акустического измерения (в том числе температурных зависимостей) параметров внутренней диссипации двумерных полимерных или жидкокристаллических пленок Ленгмюра—Блоджетт.

Из теории волн в слоистых структурах известно [1], что наличие тонкого непоглощающего слоя на свободной поверхности твердого тела приводит лишь к изменению фазы, равной по модулю единице амплитуды отражения акустической волны, падающей (по нормали к слою) из объема кристалла. Учет поглощения акустических волн в слое приводит в общем случае к осцилляциям (с изменением частоты волны либо с изменением толщины слоя при фиксированной частоте) также и модуля амплитуды отражения r. В настоящем сообщении показано, что двумерный адсорбированный слой слабопоглощающего вещества с малой плотностью и скоростью звука и толщиной, гораздо меньшей длины падающей волны в твердом теле, может привести к практически полному резонансному неотражению ($|r| \ll 1$) и поверхностному поглощению ($P \approx 1-|r|^2 \approx 1$) падающей акустической волны. В качестве объектов для экспериментального исследования этого явления могут быть использованы двумерные полимерные или жидкокристаллические пленки Ленгмюра—Блоджетт, которые легко наносятся на поверхность твердого тела и удобны для проведения структурных и динамических измерений [2-4].

Рассмотрим нормальное падение объемной поперечной волны из среды 1 ($z < 0$) на границу раздела со слоем толщины d (среда 2, $0 < z < d$). Тогда смещения $u_y^{(1,2)}$ в средах 1 и 2 имеют вид

$$u_1 = u_{10}\left(e^{ik_1 z} + re^{-ik_1 z}\right)e^{-i\omega t},$$
$$u_2 = u_{20}\cos\left[k_2(z-d)\right]e^{-i\omega t} \quad (1)$$

и для амплитуды отражения r и величины u_{20} можно получить следующие выражения:

$$r = \frac{i\sqrt{\rho_1\mu_1} - \sqrt{\rho_2\mu_2}\,\mathrm{tg}\,(k_2 d)}{i\sqrt{\rho_1\mu_1} + \sqrt{\rho_2\mu_2}\,\mathrm{tg}\,(k_2 d)},$$

$$u_{20} = u_{10}\frac{2i\sqrt{\rho_1\mu_1}}{i\sqrt{\rho_1\mu_1}\cos(k_2 d) + \sqrt{\rho_2\mu_2}\sin(k_2 d)}, \quad (2)$$

где $\mu_{1,2} \equiv C_{44}^{(1,2)}$, $\rho_{1,2}$ — модули упругости и плотности контактирующих сред ($V_{1,2} = (\mu_{1,2}/\rho_{1,2})^{1/2}$ — скорости поперечных волн), $k_{1,2} = \omega/V_{1,2}$.

В случае нормального падения продольной волны выражения для r и $u^{(1,2)}$ отличаются от (1), (2) заменой $\mu=C_{44}$ на C_{33}.

Из выражений (2) следует, что если в «мягком» слое с малой плотностью ($\rho_2\mu_2 \ll \rho_1\mu_1$) учесть слабое внутреннее поглощение звука Γ_2 вида $\mu_2=\mu_2'-i\omega\Gamma_2$, $\omega\Gamma_2 \ll \mu_2'$, то для четвертьволнового слоя при условии

$$2\mu_2'\sqrt{\rho_2\mu_2'}=\frac{\pi}{2}\,\omega\Gamma_2\sqrt{\rho_1\mu_1},$$

$$\omega=\frac{\pi}{2d}\sqrt{\mu_2'/\rho_2} \tag{3}$$

будет иметь место полное неотражение и поглощение падающей волны: $r=0$, $P=1$ (в пренебрежении объемной диссипацией $\mu_1''=0$). Аналогичное явление может происходить при толщине слоя, равной $3/4\,\lambda_2$, $5/4\,\lambda_2$ и т. д. (λ_2 — длина волны в слое), при этом число $\pi/2$ в правых частях условий (3) следует заменить на $(\pi/2)(1+2n)$, $n=1, 2, \ldots$.

Как видно из (2), (3), в резонансе амплитуда смещения свободной границы слоя u_{20} (при $z=d$) гораздо больше смещения границы раздела u_{10} (при $z=0$): $u_{20}/u_{10}\sim 2i\,[\rho_1\mu_1/(\rho_2\mu_2)]^{1/2} \gg 1$. Именно это свойство сильного возрастания амплитуды резонансных колебаний частиц легкого адсорбированного слоя приводит к аномально большой «абсолютной» величине поглощения падающей волны таким слоем, хотя ее «относительное» затухание в слое остается при этом малым: $\omega\Gamma_2/\mu_2' \sim [\rho_2\mu_2'/(\rho_1\mu_1)]^{1/2} \ll 1$. Интересно отметить, что в случае $V_2 \ll V_1$ длина падающей волны λ_1 в твердом теле оказывается значительно больше толщины аномально поглощающего слоя ($\lambda_1=2\pi V_1/\omega \gg d=\pi V_2/\omega$).

Отметим также, что в условиях реализации рассматриваемого явления (3), (4) от толщины слоя зависит лишь частота резонанса $\omega(d)$. Поэтому аномальное, практически полное поверхностное поглощение падающей акустической волны может иметь место и в случае сколь угодно тонкой (с толщиной вплоть до мономолекулярной) двумерной адсорбированной пленки. В этом случае рассматриваемое явление может быть адекватно описано с использованием уравнений макроскопической динамики слабосвязанного адсорбированного монослоя на поверхности кристалла [5]. В рамках этого подхода динамика двумерного адсорбированного слоя (монослоя) описывается системой эффективных граничных условий на поверхности $z=0$ кристалла, занимающего полупространство $z<0$

$$\sigma_{zi}=A_{ik}(u_k^{(S)}-u_k),$$
$$A_{ik}(u_k^{(S)}-u_k)+\rho_S\ddot{u}_i^{(S)}-\delta_{i\beta}h_{\alpha\beta\gamma\delta}\nabla_\alpha u_{\gamma\delta}^{(S)}=0, \tag{4}$$

где σ_{ik} — тензор объемных упругих напряжений; $\mathbf{u}^{(s)}$ — вектор смещения адсорбированного слоя, который в общем случае не совпадает с упругим смещением подложки $\mathbf{u}(0)$; $A_{ik}=A_{ik}'-i\omega B_{ik}$ — тензор констант силовых связей с подложкой и диссипативных коэффициентов слоя; ρ_S, $h_{\alpha\beta\gamma\delta}$ — поверхностная масса и тензор латеральных силовых связей (упругих модулей) слоя. Используя (4), можно найти коэффициент отражения r и поверхностное поглощение $P=1-|r|^2$ объемной поперечной волны, падающей из кристалла по нормали к поверхности

$$r=\frac{i\sqrt{\rho_1\mu_1}\,(A_2-\rho_S\omega^2)-A_2\rho_S\omega}{i\sqrt{\rho_1\mu_1}\,(A_2-\rho_S\omega^2)+A_2\rho_S\omega},$$

$$P=\frac{4\omega^4B_2\rho_S^2\sqrt{\rho_1\mu_1}}{\left[A_2'\sqrt{\rho_1\mu_1}-\rho_S\omega^2(B_2+A_2'\sqrt{\rho_1\mu_1})\right]^2+\omega^2\left[A_S'\rho_S+B_2\sqrt{\rho_1\mu_1}\right]^2}, \tag{5}$$

где $A_2=A_2'-i\omega B_2$. Из выражений (6) следует, что для легкого и мягкого слоя ($\rho_S A_2' \ll \rho_1\mu_1$) в области резонанса с его собственными слабозатухающими колебаниями ($\omega B_2 \ll A_2'$) при условии

$$\rho_S A_2' = B_2 \sqrt{\rho_1 \mu_1},$$
$$\omega = \sqrt{A_2'/\rho_S} \qquad (6)$$

будет иметь место полное неотражение и поглощение падающей волны: $r=0$, $P=1$. Если для параметров ρ_S и A_2 двумерного адсорбированного слоя использовать следующие очевидные оценки:

$$\rho_S \simeq \rho_2 d, \; A_2' \simeq \mu_2'/d, \; B_2 \simeq \Gamma_2/d, \qquad (7)$$

то условия полного неотражения и поверхностного поглощения (6) падающей волны полностью соответствуют таким же условиям (3) для адсорбированного слоя макроскопической толщины d.

Описанное явление экспериментально может проявиться в немонотонной температурной зависимости дополнительного поглощения ($P=1-|r|^2$) отраженной от поверхности образца с адсорбированной пленкой объемной акустической волны заданной частоты (вблизи резонанса (3)). Это связано с тем, что из всех акустических параметров, входящих в условия (3) (или (6)), наиболее сильной температурной зависимостью обладает параметр внутренней диссипации пленки $\Gamma_2=\Gamma_2(T)$ (или $B_2=B_2(T)$) и выполнение первого из условий (3) или (6) может быть реализовано при $T=T_0$ за счет изменения температуры.

При изменении частоты волны будет меняться лишь высота максимума поглощения π (T_0, λ) в точке $T=T_0$, которая достигает своего наибольшего значения при выполнении второго из условий (3) (или (6)) на резонансную частоту. Отношение между поперечными упругими модулями C_{44} и C_{66} и продольными упругими модулями C_{11} и C_{33} в пленках Ленгмюра—Блоджетт гораздо меньше (из-за их жидкоподобного поведения), чем в обычных твердых телах [2-4]. Поэтому более заметное возрастание поверхностного поглощения при $T=T_0$ следует ожидать при отражении поперечных волн из-за относительно большего (по сравнению с продольными волнами) рассогласования соответствующих акустических импедансов $\left(Z_1=\sqrt{\rho_1\mu_1} \gg Z_2=\left(\sqrt{\rho_2\mu_2}, \sqrt{\rho_S A_2}\right)\right)$ контактирующих сред.

В заключение отметим, что явление аномального (полного) поверхностного поглощения может иметь место и для электромагнитных волн, падающих на границу с диэлектриком или полупроводником с $\varepsilon < 1$, на поверхности которого находится двумерный проводящий слой [6].

Выражаю благодарность С. Н. Иванову, А. Г. Козорезову и В. В. Медведю за плодотворные дискуссии.

Список литературы

[1] Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 503 с.
[2] Nizzoli F., Hillerbrands B., Lee S. et al. // Phys. Rev. B. 1989. V. 40. N 5. P. 3323—3328.
[3] Lee S. Hillerbrands B., Dutcher J. R. et al. // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. N 8. P. 5382—5387.
[4] Nizzoli F., Hillerbrands B., Lee S. et al. // Materials sciences and Engineering. 1990. V. B5. P. 173—176.
[5] Косевич Ю. А., Сыркин Е. С. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 7. С. 127—134.
[6] Косевич Ю. А. // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 53. № 3. С. 143—147.

Всесоюзный
научно-исследовательский центр
по изучению свойств поверхности и вакуума
Москва

Поступило в Редакцию
7 февраля 1991 г.