РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УПРУГИХ ВОЛН С ПЛАНАРНЫМ ДЕФЕКТОМ КРИСТАЛЛА

Ю. А. Косевич, Е. С. Сыркин

Рассмотрено резонансное взаимодействие объемной акустической волны с плоским дефектом, находящимся в глубине кристалла или на его поверхности. В условиях резонанса может происходить полное прохождение волны через такой двумерный промежуточный слой, в том числе, если он расположен на границе сред с сильным рассогласованием акустических импедансов.

Типичной акустической системой, используемой в технических приложениях, является система, состоящая из двух или более кристаллов, что придает задаче изучения упругих колебаний вблизи плоской границы раздела двух твердых сред особую актуальность. Распространение вдоль планарных дефектов кристалла поверхностных упругих волн и отражение от таких дефектов объемных волн изучались в ряде работ [1-4].

В настоящем сообщении проанализировано влияние резонансных динамических свойств планарных дефектов (или границ раздела) на акустические свойства твердых тел. На примере сдвиговой волны исследованы резонансные особенности амплитуд отражения r и прохождения d объемной упругой волны через планарный дефект кристалла (граница двойников, дефект упаковки, зоны Гинье—Престона, граница раздела двух различных сред и т. д.). Для описания взаимодействия с плоским дефектом упругих колебаний, длина волны которых значительно превышает толщину переходного слоя, можно использовать следующую систему эффективных граничных условий для поверхностных напряжений $\sigma_{ik}^{(1,2)}$ и смещений $u_i^{(1,2)}$ на таком дефекте [4, 5]:

$$\sigma_{in}^{(1)}-\sigma_{in}^{(2)}=-\rho_s\ddot{u}_i^{(s)}+g_{\alpha\beta}^{(0)}\nabla_\alpha\nabla_\beta u_i^{(s)}+\delta_{i\beta}h_{\alpha\beta\gamma\delta}\nabla_\alpha u_{\beta\delta}^{(s)}, \qquad (1)$$

$$u_i^{(1)}-u_i^{(s)}=-b_{ik}\sigma_{kn}^{(1)}-c_{ik}\sigma_{kn}^{(2)}, \qquad (2)$$

$$u_i^{(s)}-u_i^{(2)}=-b_{ik}\sigma_{kn}^{(2)}-c_{ik}\sigma_{kn}^{(1)},\quad i=1,\ 2,\ 3,\ \alpha,\ \beta=1,\ 2, \qquad (3)$$

где $\sigma_{in}=\sigma_{ik}n_k$, n_i — единичный вектор нормали к поверхности, направленный из среды 1 в среду 2; $u_i^{(s)}$ — внутренняя степень свободы планарного дефекта, описывающая упругое смещение атомов переходного слоя. В общем случае смещение $u_i^{(s)}$ отлично от смещений берегов упругой матрицы $u_i^{(1,2)}$ вблизи плоскости дефекта $Z=0$. В уравнениях (1)—(3) капиллярные параметры ρ_s, $g_{\alpha\beta}^{(0)}$, $h_{\alpha\beta\gamma\delta}$, b_{ik}, c_{ik} характеризуют избыточную поверхностную массу и упругие свойства планарного дефекта относительно тангенциальных и нормальных деформаций [4, 5]. Используя (1)—(3), можно получить следующие выражения для амплитуд отражения r, прохождения d и поверхностного смещения $u_i^{(s)}$ в сдвиговой волне, падающей под углом θ к нормали и поляризованной перпендикулярно плоскости падения XOZ:

$$r=\frac{C_{44}^2 k\cos^2\theta\,(c_2+b_2)-\frac{1}{2}\left[\frac{\rho_s}{\rho}kC_{44}-(g_1+h_{66})\,k\sin^2\theta\right]}{C_{44}i\cos\theta+C_{44}^2k\cos^2\theta\,(c_2+b_2)+\frac{1}{2}\left[\frac{\rho_s}{\rho}kC_{44}-(g_1+h_{66})\right.}\cdots$$

$$\cdots\frac{[1+C_{44}^2k^2\cos^2\theta\,(b_2^2-c_2^2)]}{\left.k\sin^2\theta\right][c_2^2C_{44}^2k^2\cos^2\theta+(1-b_2C_{44}ik\cos\theta)^2]},\qquad(4)$$

$$d=\frac{C_{44}i\cos\theta+C_{44}c_2i\cos\theta\left[\frac{\rho_s}{\rho}k^2C_{44}-(g_1+h_{66})\,k^2\sin^2\theta\right]}{C_{44}i\cos\theta+c_{44}^2k\cos^2\theta\,(c_2+b_2)+\frac{1}{2}\left[\frac{\rho_s}{\rho}kC_{44}-(g_1+h_{66})\,k\sin^2\theta\right]\times\\ \times[c_2^2C_{44}^2k^2\cos^2\theta+(1-b_2C_{44}ik\cos\theta)^2]},\qquad(5)$$

$$u_s^{(0)}=u_0\frac{C_{44}i\cos\theta+C_{44}^2k\cos^2\theta\,(c_2+b_2)}{C_{44}i\cos\theta+C_{44}^2k\cos^2\theta\,(c_2+b_2)+\frac{1}{2}\left[\frac{\rho_s}{\rho}kC_{44}-(g_1+h_{66})\,k\sin^2\theta\right]\times\\ \times[c_2^2C_{44}k\cos^2\theta+(1-b^2C_{44}ik\cos\theta)^2]},\qquad(6)$$

где введены обозначения: $g_1=g_{xx}$, $h_{66}=h_{xyxy}$, $b_2=b_{yy}$, $c_2=c_{yy}$.

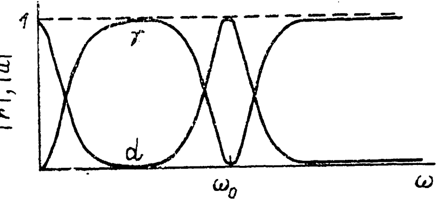
Решение уравнений (1)—(3) искалось в виде

$$u_y^{(1)}=u_0\left(e^{ikz\cos\theta}+re^{-ikz\cos\theta}\right)e^{ikx\sin\theta-i\omega t},$$

$$u_y^{(2)}=u_0de^{ikz\cos\theta+ikx\sin\theta-i\omega t},$$

$$u^{(s)}=u_s^{(0)}e^{-ikx\sin\theta-i\omega t},\quad \omega^2=k^2\frac{C_{44}}{\rho}.\qquad(7)$$

Наибольший интерес представляют два предельных случая.



Частотная зависимость коэффициентов отражения r и прохождения d объемной сдвиговой волны через планарный дефект.

1. Планарный дефект, образованный слоем слабосвязанных с матрицей кристалла легких примесных атомов, когда могут быть удовлетворены условия $\rho_s/b\ll\rho C_{44}$, $\omega\gg 1/b\sqrt{C_{44}\rho}$. Такая система примесных атомов характеризуется наличием низкочастотных слабодисперсионных колебаний оптического типа $\omega\approx\omega_0=(2/\rho_s\,(b_2-c_2))^{1/2}$, в которых амплитуда смещений примесного слоя значительно превосходит амплитуды колебаний атомов матрицы твердого тела ($u^{(s)}/u_{1,\,2}\sim\sqrt{C_{44}\rho b/\rho_s}\gg 1$). При этом коэффициенты отражения и прохождения обладают следующими особенностями (см. рисунок). Вне области резонанса ($\omega\lessgtr\omega_0$) получаем $r\approx 1$, $d=1-r\ll 1$, что обусловлено слабой акустической связью между упругими полупространствами. В области резонанса $\omega\approx\omega_0$ для нескользящих углов падения связь между полупространствами эффективно возрастает: происходит полное прохождение волны через планарный дефект ($d\approx 1$) и коэффициент отражения $r\ll 1$.

2. Планарный дефект, образованный примесным слоем тяжелых и сильновзаимодействующих между собой и матрицей атомов, когда могут быть удовлетворены условия $\rho_s\gg b\rho C_{44}$, $\rho_s\omega\gg\sqrt{\rho C_{44}}$. Такой плоский дефект характеризуется наличием моды собственных волноводных колебаний $\rho_s\omega^2=\tilde{h}_{66}k_x^2$ (k_x — волновое число поверхностной волны), энергия которых, как и в случае «1», практически полностью сконцентрирована в области примесного слоя из-за его большой удельной поверхностной массы $\rho_s\gg\rho/k_x$. Резонансное взаимодействие этой моды с падающей объемной волной, приводящее к ее полному прохождению через планарный

дефект, происходит при угле падения θ_r, удовлетворяющем условию $\sin^2\theta_r = c_t^2/c_s^2 < 1$, где $c_t = \sqrt{C_{44}/\rho}$, $c_s = \sqrt{\tilde{h}_{66}/\rho_s}$ — скорости объемной и поверхностной сдвиговых волн; $\tilde{h}_{66} = h_{66} + g_1$ — поверхностные упругие модули; g_1 — поверхностное натяжение. Как и в случае «1», в области резонанса $r \ll 1$, $d \approx 1$, а вне области резонанса из-за большой поверхностной плотности ρ_s примесных атомов между r и d имеет место обратное соотношение: $r \approx 1$, $d \ll 1$. Поведение коэффициентов r и d как функции угла падения θ в области резонанса $\theta \approx \theta_r$ аналогично поведению r и d как функции ω в случае «1» вблизи $\omega \approx \omega_0$ (см. рисунок). Описанный эффект аналогичен резонансному акустическому просветлению слоя плотного твердого тела в легкой жидкости [6]. Подчеркнем, что в этом случае полное резонансное прохождение объемной волны через планарный дефект связано с взаимодействием падающей волны с поверхностной волной утечки, распространяющейся вдоль плоского дефекта в рассмотренных условиях (скорость волны утечки c_s больше скорости объемной волны c_t, распространяющейся в этом направлении).

С использованием уравнений (1)—(3) макроскопической динамики двумерного дефекта можно также проанализировать влияние такого дефекта на прохождение акустической волны через границу двух различных сред. Как известно, в случае сильного отличия акустических импедансов контактирующих сред происходит практически полное отражение падающих волн ($r \approx 1$), например в случае границы твердое тело—жидкий гелий [7]. Однако можно показать, что наличие двумерного промежуточного слоя на границе между такими сильно различающимися средами может привести к полному неотражению ($r=0$) и полному прохождению волны. Так, в случае нормального падения продольной (поперечной) волны из среды 1 в среду 2 при резонансе ($\omega_0 = 1/\rho_s b_2$) коэффициент прохождения для энергии $D = |d|^2 Z_2/Z_1$ имеет вид

$$D = \frac{4Z_1Z_2 \cdot Z_0^2}{(Z_0^2 + Z_1Z_2)^2}, \quad r = \frac{Z_1Z_2 - Z_0^2}{Z_1Z_2 + Z_0^2}, \tag{8}$$

где $Z_{1,2}^{l,t} = \rho_{1,2} c_{l,t}^{(1,2)}$ — продольные (и поперечные) акустические импедансы контактирующих сред; $Z_0 = 1/\omega_0\,(b_{2,3} + c_{2,3})$ — эффективный импеданс двумерного промежуточного слоя. Как видно из (8), полное прохождение ($r=0$, $D=1$) мы имеем при условии $Z_0 = \sqrt{Z_2Z_1}$.

Таким образом, если в отсутствие промежуточного слоя при сильном рассогласовании сред (например, при $Z_1 \gg Z_2$) коэффициент прохождения для энергии $D = 4Z_1Z_2/(Z_1+Z_2)^2 \ll 1$, то при наличии промежуточного слоя с $Z_0 = \sqrt{Z_1Z_2}$ в условиях резонанса $\omega = \omega_0$ имеет место акустическое просветление границы. Описанное явление аналогично известному явлению просветления оптических систем за счет макроскопического четвертьволнового слоя с импедансом, равным среднегеометрическому импедансов контактирующих сред. В нашем случае в отличие от [6] промежуточный двумерный слой может иметь толщину порядка атомной. Однако частота резонанса при этом может быть достаточно низкой за счет слабой связи примесного слоя с подложкой [8]. Одной из возможных систем для экспериментального исследования этого явления может служить граница раздела жидкий гелий—металл с промежуточным слоем легкого благородного газа.

В заключение отметим, что во всех рассмотренных случаях выполняется закон сохранения энергии падающей из среды 1 и прошедшей в среду 2 волне в виде $1 = |r|^2 + |d|^2 Z_2/Z_1$, поскольку в системе отсутствует диссипация (объемная и поверхностная).

Список литературы

[1] Косевич А. М., Хохлов В. И. // ФТТ. 1968. Т. 10. № 1. С. 56—61; 1970. Т. 12. № 8. С. 2507—2509.

[2] Velasco V. R., Garcia-Moliner F. / Physica Scripta. 1979. V. 20. N 1. P. 111—120.

[3] Masri P., Dobrzynski L. // J. de Phys. 1975. V. 36. N 2. P. 551—554.
[4] Косевич Ю. А., Сыркин Е. С. // Кристаллография. 1988. Т. 33. № 6. С. 1339—1351.
[5] Косевич Ю. А., Сыркин Е. С. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 7. С. 127—134.
[6] Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. С. 343.
[7] Халатников И. М. Теория сверхтекучести. М.: Наука, 1971. 320 с.
[8] Гельфгат И. М., Сыркин Е. С. // ФНТ. 1978. Т. 4. № 2. С. 141—147.

Физико-технический институт
низких температур АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию
14 января 1991 г.