[3] Дедушенко К.Б., Селяков А.С. и др. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 9. С. 1733-1738.
[4] Алферов Ж.И., Гарбузов Д.З. и др. // ФТП. 1987. Т. 21. № 7. С. 824-827.
[5] Алферов Ж.И., Гарбузов Д.З. и др. // ФТП. 1985. Т. 19. № 8. С. 1108-1110.
[6] Гарбузов Д.З., Зайцев С.В., Колышкин В.И. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 2. С. 99-104.
[7] Saruwatazi M., Nawata K. // Appl. Opt. 1979. T. 18. N 11. P. 1847-1850.
[8] Weidel E. // Electron Lett. 1975. T. 11. N 11. P. 436-439.
[9] Аренко М.И., Дубовик А.С. Прикладная оптика. М.: Наука, 1982.
[10] Botez D. // IEEE J. Quantum. Electron. 1988. P. 24. N 10. P. 2034-2038.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию 8 августа 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 20 12 ноября 1990 г.

08

© 1990

НЕЛИНЕЙНЫЕ СДВИГОВЫЕ ВОЛНЫ, ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ У ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ДВУХ УПРУГИХ СРЕД

В.И. Горенцвейг, Ю.С. Кившарь, Е.С. Сыркин

Как известно, поверхностные акустические волны находят широкое применение как в фундаментальных исследованиях, так и в технологических приложениях. Особое внимание привлекают волны, распространяющиеся вдоль границы раздела двух упругих сред. Впервые такие волны исследовались Стоунли [1]; было показано, что они могут существовать лишь в определенной области значений упругих постоянных обеих сред. Подобно волнам Рэлея, волны Стоунли поляризованы в сагиттальной плоскости, не обладают дисперсией скорости, однако глубина их проникновения в одну из сред может значительно превышать длину волны. Помимо волн рэлеевской поляризации представляют интерес волны, поляризованные перпендикулярно сагиттальной плоскости. На плоской границе раздела двух упругих сред, как и в случае свободной поверхности, чисто сдвиговые поверхностные волны отсутствуют в рамках линейной (и локальной) теории упругости. Учет приповерхностных искажений (капиллярных эффектов) приводит к тому, что волны чисто сдвиговой (SH) поляризации становятся слабо локализованными как в случае свободной поверхности [2-4], так и вблизи плоского дефекта в кристалле [5]. Особое влияние на свойства поверхностных волн оказывает учет нелинейности. В случае свободной поверхности нелинейность приводит к возникновению нового типа поверхностных волн, их локализация определяется величиной амплитуды волны на поверхности [6-8]. В настоящей работе исследованы волны SH-поляризации, локализованные у границы раздела двух нелинейных (или линейной и нелинейной) упругих сред. Показано, в частности, что волны такого типа могут существовать при вполне определенных условиях, связывающих линейные и нелинейные параметры; в отличие от волн Стоунли, они возникают пороговым образом при превышении максимумом амплитуды некоторого критического значения. Локализация этих волн вблизи границы раздела всецело обусловлена нелинейностью и может быть порядка нескольких длин волн.

Исходим из уравнения нелинейной теории упругости для проекции смещения в чисто сдвиговой акустической волне [9] в каждой из двух граничащих сред (с параметрами ρ_1, μ_1, α_1, β_1 и ρ_2, μ_2, α_2, β_2):

$$c^{-2}u_{tt} = u_{xx} + u_{zz} + (\alpha u_x^2 + \beta u_z^2)u_{xx} + (\beta u_x^2 + \alpha u_z^2)u_{zz} + 4\beta u_x u_z u_{xz}, \tag{1}$$

где $c = \left(\frac{\mu}{\rho}\right)^{1/2}$ – поперечная скорость звука, ρ – плотность среды, μ – модуль сдвига (нумеруем среды так, что $c_1 > c_2$); α и β – безразмерные постоянные, связанные с упругими модулями 2-го, 3-го и 4-го порядков изотропной среды или кубического кристалла (см., например, [8, 9]), величина их может быть $\sim 10^3$ (см. [10]); индексы t, x, z означают производные по соответствующим переменным (ось z направлена по нормали к плоской границе раздела сред $z=0$ внутрь 1-й среды; вектор смещения $\vec{u}$ направлен вдоль оси y, u – его проекция на нее; волна распространяется вдоль оси x). На границе раздела сред должны выполняться равенства смещений

$$u\big|_{z=+0} = u\big|_{z=-0}, \tag{2а}$$

и нелинейных напряжений [9]

$$\mu_1 u_z\left(1+\beta_1 u_x^2 + \tfrac{1}{3}\alpha_1 u_z^2\right)\Big|_{z=+0} = \mu_2 u_z\left(1+\beta_2 u_x^2 + \tfrac{1}{3}\alpha_2 u_z^2\right)\Big|_{z=-0}, \tag{2б}$$

а в глубине сред – условие затухания

$$u \longrightarrow 0 \quad \text{при} \quad |z| \longrightarrow \infty. \tag{3}$$

Решение уравнения (1) ищем в виде $u = \frac{1}{2}U(z)\exp(i(kx-\omega t)) + К.с.$ Для вещественной амплитуды $U(z)$ при условиях ее медленности и достаточной малости деформаций ($|U_z|^2 \ll (kU)^2 \ll |\alpha|^{-1}$) и при $|\beta| \lesssim |\alpha|$ получается стационарное нелинейное уравнение Шредингера (см. [6, 8]):

$$U_{zz} + (\omega^2/c^2 - k^2)U - \frac{1}{4}\alpha k^4 U^3 = 0. \qquad (4)$$

с граничными условиями (из (2))

$$U\big|_{z=+0} = U\big|_{z=-0}, \quad \mu_1 U_z\big|_{z=+0} = \mu_2 U_z\big|_{z=-0}. \qquad (5)$$

Первый интеграл уравнения (4), удовлетворяющий условию (3), имеет вид

$$U_z^2 + (\omega^2/c^2 - k^2)U - \frac{\alpha}{8} k^4 U^4 = 0. \qquad (6)$$

С помощью (6) можно выяснить возможные случаи удовлетворения условий (5), найти вид решения и соотношения для его параметров; при этом в данной работе рассмотрим ситуацию, когда $\mu_1 > \mu_2$.

1. $\alpha_{1,2} < 0$ (две среды с самофокусировкой); при этом должно быть $|\alpha_1| > |\alpha_2|$. Решение (см. рис. 1) в обеих средах имеет вид:

$$U = U_{1,2}\,\mathrm{sech}\left[\sqrt{-\alpha_{1,2}/8}\,k^2 U_{1,2}(z - z_{1,2})\right]. \qquad (7)$$

Максимум расположен в 1-й среде на глубине z_1 ($z_{1,2} > 0$), его значение $U_m = U_1$. (При расположении максимума во 2-й среде ($z_{1,2} < 0$, $U_m = U_2$) волна оказывается неустойчивой относительно малого возмущения его положения, что можно показать аналогично [11]). Величина максимума должна быть не меньше определенного порогового значения U_{th1}:

$$U_m \geqslant U_{th1} = k^{-1}\left[8(c_1^2 - c_2^2)/(\alpha_2 c_2^2 - \alpha_1 c_1^2)\right]^{1/2}, \qquad (8)$$

при равенстве которому максимум располагается на границе раздела.

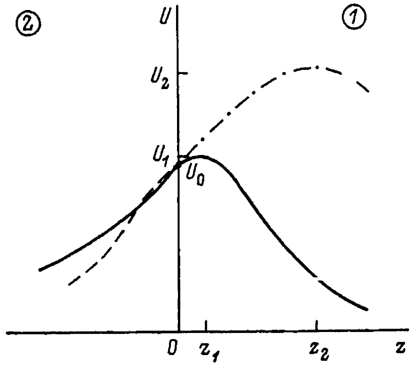
Если считать U_m свободным параметром решения, то закон дисперсии выражается в виде

$$\omega^2 = c_1^2 k^2\left(1 + \frac{\alpha_1}{8} k^2 U_m^2\right) \qquad (9)$$

(таком же, как и в случае одной среды со свободной границей [6, 8], когда максимум достигается на границе). Значение амплитуды на границе

$$U_0 = \frac{1}{k}\left[8\,\frac{\mu_2^2(\omega^2/c_2^2k^2 - 1) - \mu_1^2(\omega^2/c_1^2k^2 - 1)}{\mu_2^2\alpha_2 - \mu_1^2\alpha_1}\right]^{1/2} \qquad (10)$$

(отметим, что в случае $c_1/\mu_1 > c_2/\mu_2$ оно не может превышать величину U_{th1}, а в обратном случае не может быть меньше



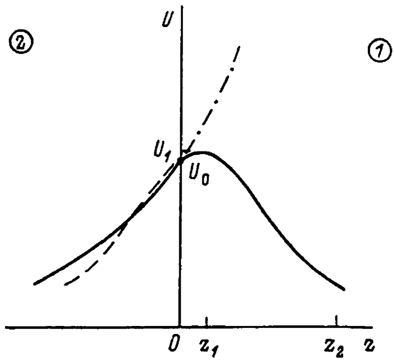


Рис. 1. Профиль волны, локализованной вблизи границы раздела двух фокусирующих нелинейных сред ($c_1 > c_2$, $\mu_1 > \mu_2$).

Рис. 2. Профиль волны, локализованной вблизи границы раздела фокусирующей (1) и дефокусирующей (2) нелинейных сред ($c_1 > c_2$, $\mu_1 > \mu_2$).

ее). Параметр U_2 в (7) ($U_2 > U_1$) может быть найден по частоте ω с помощью выражения вида (9) (с U_2 вместо U_m и индексом 2 вместо 1). Величины $z_{1,2}$ могут быть найдены из (7) с подстановкой в него $z=0$, $U=U_0$.

2. $\alpha_1 < 0$, $\alpha_2 > 0$ (1-я среда фокусирующая, 2-я – дефокусирующая). Решение (см. рис. 2) в 1-й среде имеет вид (7) (с индексом 1), а во 2-й среде

$$U = U_2 \operatorname{cosech}\left[\sqrt{\alpha_2/8}\; k^2 U_2 (z_2 - z)\right] \tag{11}$$

Максимум, как и в случае 1, расположен в 1-й среде на глубине z_1 и его величина $U_m = U_1$. Выражение для ее порогового значения отлично от (8):

$$U_m \geq U_{th2} = k^{-1}\left[8(1 - c_2^2/c_1^2)/(-\alpha_1)\right]^{1/2}. \tag{12}$$

Закон дисперсии имеет вид (9). Значение амплитуды на границе дается выражением (10); в случае $c_1/\mu_1 > c_2/\mu_2$ оно не может превышать величину

$$k^{-1}\left[8(1 - c_2^2/c_1^2)/(\alpha_2 - \alpha_1)\right]^{1/2} < U_{th2},$$

а в обратном случае не может быть меньше ее. Величины U_2, $z_{1,2}$ находятся так же, как и в случае 1. При $U_m \to U_{th}$ величина $U_2 \to 0$ и (11) превращается в зависимость

$$U = \left[\sqrt{\alpha_2/8}\; k^2 (z_2 - z)\right]^{-1}.$$

3. $\alpha_1 < 0$, $\alpha_2 = 0$ (1-я среда нелинейная фокусирующая, 2-я – линейная); этот случай можно рассматривать как предельный для случая 2 (или 1) при $\alpha_2 \to 0$. При этом решение во 2-й среде вместо (11) (или (7)) имеет вид

$$U = U_0 exp\left(\sqrt{k^2 - \omega^2/c^2}\, z\right). \qquad (13)$$

Во всех случаях глубина затухания волны в 1-й среде (см. (7)) $l_1 = \left(\sqrt{-\alpha_1/2}\, k^2 U_m\right)^{-1}$, а глубина затухания во 2-й среде $l_2 > l_1$ и определяется по l_1 в зависимости от величины отношения $(c_2 / c_1) < 1$ (при $(c_2 / c_1) \to 1$ имеем: $l_2 \to l_1$). При $|\alpha_1| \lesssim 3 \cdot 10^3$ (см. [10]) и в пределах прочности ($kU \lesssim 10^{-3}$) имеем: $l_1 \gtrsim 50/k$ так что условие малости деформаций и медленности амплитуды $U(z)$ ($l^{-2} \ll k^2$) выполняется. При этом пороговое неравенство ((8) или (12)) накладывает ограничение на отношение скоростей звука при фиксированном U_m (напр., в случае 1 из (8) имеем: $(c_2/c_1)^2 \geq \left[1-(kl_1)^{-2}\right] / \left[1 - \frac{\alpha_2}{\alpha_1}(kl_1)^{-2}\right]$).

При приближении отношения (c_2 / c_1) к граничному значению в случае 3 имеем: $l_2 \to \infty$, т.е. волна во второй среде теряет поверхностный характер, а в случаях 1 ($l_2 \to (\alpha_1/\alpha_2)^{1/2} l_1$) и 2 ($l_2 \to (1 + |\alpha_1| / \alpha_2)^{1/2} l_1$) этого не происходит.

Список литературы

[1] Уайт Р.М. // ТИИЭР. 1970. Т. 58. № 8. С. 68-111.
[2] Красильников В.А., Крылов В.В. // Введение в физическую акустику. М.: Наука, 1981.
[3] Velasco V.R., Garcia-Moliner F. // Physica Scripta. 1973. V. 20. N 1. P. 111-122.
[4] Гельфгат И.М. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 9. С. 2815-2816.
[5] Косевич Ю.А., Сыркин Е.С. // Кристаллография. 1988. Т. 33. № 6. С. 1339-1346.
[6] Mozhaev V.G. // Phys. Lett. A. 1989. V. 139. N 7. P. 333-336.
[7] Косевич Ю.А. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 5.
[8] Gorentsveig V.I., Kivshar Yu.A., Kosevich A.M., Syrkin E.S. // Phys. Lett. A. 1990. V. 144. N 8, 9. P. 479-486.
[9] Maradudin A.A. // In: Physics of Phonons, ed. by Paszkievich T., Springer - Verlag, Berlin, 1987. 82 p.
[10] Nakagawa V. // Jap. J. Appl. Phys. Suppl. 1983. V. 22. N 3. P. 157-159.
[11] Kivshar Yu.S., Kosevich A.M., Chubykalo O.A. // Phys. Rev. A. 1990. V. 41. N 3. P. 1677-1688.

[12] З а х а р о в В.Е., Ш а б а т А.Б. // ЖЭТФ. 1972. Т. 61. В.1(7). С. 118-134.

Физико-технический
институт низких температур
АН УССР

Поступило в Редакцию
3 февраля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 21 12 ноября 1990 г.

03; 11

© 1990

РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ И ТРИТИЯ ИЗ МАССИВНОЙ ПАЛЛАДИЕВОЙ МИШЕНИ ПРИ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОМ НАСЫЩЕНИИ ДЕЙТЕРИЕМ

П.И. Г о л у б н и ч и й, Е.П. К о в а л ь ч у к,
Г.И. М е р з о н, А.Д. Ф и л о н е н к о,
В.А. Ц а р е в, А.А. Ц а р и к

Сообщения [1, 2] о наблюдении ядерной эмиссии (нейтронов, трития) из палладиевых и титановых образцов, насыщенных дейтерием, инициировали поток работ, имевших целью проверку эффекта и выяснение его механизма. К настоящему времени, несмотря на большое число публикаций (см., например, обзор [3]), природа „низкотемпературного ядерного синтеза" (НТС) и многие его особенности остаются неясными.

Начиная с апреля 1989 г. нами проводилась серия экспериментов по изучению различных аспектов этого явления и проверке предсказаний „ускорительной" модели НТС [4, 5]. В настоящей работе представлены результаты первой части исследований, относящиеся к регистрации нейтронов и трития при электролитическом насыщении палладия дейтерием. Использовались две экспериментальные установки. Одна из них представляла собой открытый электролизер с цилиндрическим палладиевым катодом длиной 7 см, массой 13 г и площадью поверхности около 10 см^2, изготовленным методом восстановления $PdCl_2$. Электролит-раствор $LiClO_2$ в D_2O с концентрацией 0.1 моль/л и объемом 20 мл. Предусматривалась одновременная и независимая регистрация нейтрона до и после его замедления. Счетчик быстрых нейтронов (СБН) был изготовлен на основе стандартного пластического сцинтиллятора. Счетчик медленных нейтронов (СМН) содержал замедлитель и сборку из 10 стандартных нейтронных детекторов СМН-18. Установка экранировалась от электромагнитных наводок сплошным заземленным алюминиевым кожухом. Для повышения достоверности детектирования нейтронов был реализован т.н. „быстро-медленный" (БМ) метод