АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 534.222

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ ОТРАЖЕНИИ АКУСТИЧЕСКИХ SH-ВОЛН

Ф. М. Северин, И. Ю. Солодов

(кафедра акустики)

Теоретически рассмотрен и экспериментально зарегистрирован эффект поворота плоскости поляризации второй гармоники при нелинейном отражении сдвиговых SH-волн от границы раздела твердых тел.

Нелинейные явления на границе вносят существенный вклад в картину отражения сдвиговых волн вертикальной поляризации, в том числе и в распределение поляризаций возникающих гармоник [1]. В настоящей работе рассматривается случай падения на границу раздела линейной и нелинейной изотропных твердых сред сдвиговой волны горизонтальной поляризации (*SH*-волны). Оказывается, что при этом поляризация возникающей второй гармоники отличается от поляризации волн основной частоты. Этот вывод подтверждается экспериментально и легко объясняется.

Действительно, если на границу ($z=0$) линейной (I) и нелинейной (II) изотропных сред в плоскости XZ падает *SH*-волна $U_y=U_{0y}\exp[j(\omega t-\mathbf{k}_t\mathbf{r})]$, то с учетом квадратичных членов для компонент обобщенного тензора напряжений в нелинейной среде II имеем

$$\sigma_{xz}=\left(\mu+\frac{A}{4}\right)\frac{\partial U_y}{\partial x}\frac{\partial U_y}{\partial z},$$

$$\sigma_{zz}=\left(\mu+\frac{A}{4}\right)\left(\frac{\partial U_y}{\partial z}\right)^2+\frac{\mathcal{K}-\frac{2}{3}\mu+B}{2}\left[\left(\frac{\partial U_y}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial U_y}{\partial z}\right)^2\right], \qquad (1)$$

$$\sigma_{yz}=\mu\frac{\partial U_y}{\partial z},$$

где $\mathcal{K}$, μ и A, B — модули упругости второго и третьего порядка соответственно.

Во втором приближении квадратичные члены в этих выражениях дают начало волнам второй гармоники. Поскольку выражение для σ_{yz} не содержит квадратичных членов, то вторая гармоника при нелинейном отражении не имеет *SH*-составляющей. Квадратичные члены в σ_{xz} и σ_{zz} могут привести к образованию только продольных и поперечных волн, поляризованных в плоскости падения. Таким образом, плоскость поляризации возникающей второй гармоники оказывается всегда перпендикулярной плоскости поляризации волн основной частоты.

Для нахождения волнового поля возникающих гармоник необходимо решить уравнения движения в обеих средах совместно с граничными условиями при $z=0$. Из (1) нетрудно видеть, что в нелинейной среде II возникает вынуждающая сила $F_i=\delta\sigma_{im}/\delta x_m$ удвоенной частоты, где

$$\mathbf{F}=jk_t^2(\mathcal{K}+(4/3)\mu+A/2+B)(U_{0y}^{\text{пр}})^2\mathbf{k}_t\exp[2j(\omega t-\mathbf{k}_t\mathbf{r})], \qquad (2)$$

$\mathbf{k}_t$ и $U_{0y}^{\text{пр}}$ — соответственно волновой вектор и амплитуда преломленной волны основной частоты. Эта сила является источником продольной вынужденной волны второй гармоники в этой среде:

$$\mathbf{U}_{\text{вын}}=\frac{j\,\text{div}\,\mathbf{F}\mathbf{k}_t}{8(\mathcal{K}+(4/3)\mu)k_l^2(k_l^2-k_t^2)}\cong\mathbf{U}_{l1}\exp[2j(\omega t-\mathbf{k}_t\mathbf{r})], \qquad (3)$$

где k_l и k_t — волновые числа продольной и поперечной волн в среде II.

В квадратичном приближении, согласно [1], на границе раздела реализуется упругая связь продольных и поперечных свободных волн, поляризованных в плоскости падения, которые возбуждаются в обеих средах. Амплитуды этих волн $U_{l,t}^{\text{I,II}}$ нахо-

дятся из системы граничных условий непрерывности компонент смещений и напряжений при $z=0$. В приближении заданного поля ($U_{0y}=\text{const}$) она преобразуется в систему неоднородных линейных уравнений; при этом граничные источники смещений и напряжений удвоенной частоты определяются вынужденной волной и находятся на основе выражений (1)—(3).

На рис. 1 представлены результаты численного расчета по изложенной выше методике амплитуд отраженных продольной и поперечной гармоник в зависимости от угла падения волны основной частоты. В качестве матриалов были выбраны полистирол (I) и железо (II); частота падающей волны принималась равной 30 МГц,

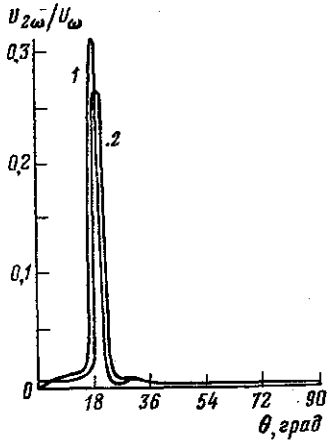

Рис. 1. Зависимость амплитуды поперечной (*1*) и продольной (*2*) отраженных вторых гармоник от угла падения *SH*-волны основной частоты

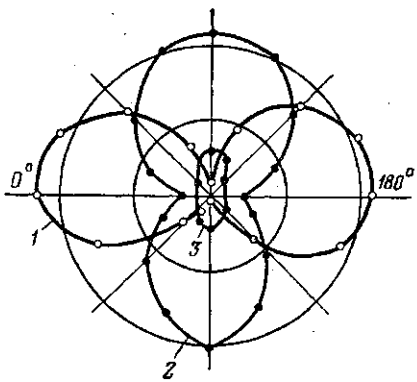

Рис. 2. Зависимости амплитуд сигналов основной частоты (*1*) и второй гармоники (*2, 3*) от угла поворота приемного преобразователя

интенсивность 10^{-2} Вт/см^2. Обращает на себя внимание тот факт, что в области углов падения ~17°, где волны в отражающей среде становятся неоднородными, наблюдается резкое увеличение амплитуд гармоник из-за роста амплитуды волны основной частоты при переходе в закритическую область. Некоторое увеличение амплитуд в областях критических углов для отраженной (~27°) и преломленной (~10°) продольных гармоник объясняется перераспределением энергии между волнами вторых гармоник.

С целью проверки теоретических выводов был поставлен эксперимент по определению поляризации отраженной поперечной гармоники. В качестве среды I использовалось оптическое стекло (пирекс). Отражающей средой II служил кристалл кремния, нелинейность которого достаточно велика. Акустический контакт между средами достигался плотным прижимом оптически полированных поверхностей. *SH*-волна основной частоты, падающая на границу раздела под углом 45°, возбуждалась кварцевым полуволновым преобразователем *YX*-среза. Аналогичный преобразователь, но на удвоенной частоте, использовался для приема основной волны и второй гармоники. Приемный преобразователь можно было поворачивать относительно оси звукового пучка; акустический контакт при этом сохранялся при использовании в качестве склейки тонкого слоя эпоксидной смолы. На излучатель подавались радиоимпульсы длительностью 2 мкс с частотой заполнения 19 МГц и амплитудой 300 В. Потери на одно преобразование на основной и удвоенной частотах составляли 20 дБ. Для выделения сигнала удвоенной частоты использовался резонансный усилитель с усилением 57 дБ на частоте 38 МГц и полосой пропускания ~5 МГц.

Зависимость амплитуды сигнала основной частоты от угла поворота приемного преобразователя имеет характерную форму, подтверждающую *SH*-характер падающей волны (рис. 2, кривая *1*). Сигнал удвоенной частоты имеет угловую зависимость такого же типа (кривая *2*), максимум которой сдвинут на 90° относительно кривой *1*, т. е. вторая гармоника определенно имеет поляризацию в плоскости падения. Если при этом определить коэффициент нелинейного отражения $\Gamma_{\text{отр}}=S_{2\omega}/S_{\omega}^2$, где $S_{2\omega}$ и S_{ω} — деформации волн гармоники и основной частоты, то по результатам эксперимента $\Gamma_{\text{отр}}=200\pm40$. Характерно, что в отсутствие второй среды, т. е. при отражении от свободной границы стекла, также наблюдается вторая гармоника, хотя и

значительно меньшей амплитуды (кривая *3* на рис. 2). Это понятно, так как с учетом собственной нелинейности подложки соотношения (1) также имеют место, и процесс нелинейного отражения *SH*-волны от свободной поверхности оказывается аналогичным рассмотренному выше случаю границы раздела сред. При этом, по экспериментальным оценкам, $\Gamma_{отр} \simeq 30 \pm 10$.

Итак, для нелинейного отражения сдвиговых волн поляризационные эффекты играют значительную роль даже в случае изотропных твердых тел. Ранее эффект поворота плоскости поляризации гармоники наблюдался в нелинейной акустике лишь при распространении объемных волн вдоль некоторых направлений в кристаллах [2]. Наличие границы существенно расширяет класс нелинейных поляризационных эффектов в акустике, в частности, распространение неоднородных *SH*-волн (типа волн Лява, клиновых волн и т. п.) конечной амплитуды должно сопровождаться генерацией второй гармоники, поляризованной в саггитальной плоскости, т. е. волн удвоенной частоты типа квазирэлеевских.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Shui Y., Solodov I. Yu.//Proc. II Acoust. Conf. WESTPA. Hong Kong, 1985. B1-6. P. 188. [2] Ермилин К. К., Лямов В. Е., Прохоров В. М.//Акуст. журн. 1979. 25. С. 161.

Поступила в редакцию
28.03.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 5

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.533

ЭЛЕКТРОННАЯ МИКРОСКОПИЯ КРИСТАЛЛОВ ВОЛЬФРАМА И МОЛИБДЕНА, ОБЛУЧЕННЫХ γ-КВАНТАМИ

В. А. Маштакова, А. А. Саломатин, Б. Б. Шишкин, А. П. Мамонтов, Н. Н. Никитенко, И. П. Чернов

(кафедра электроники)

Методами электронной микроскопии исследована микроструктура поверхности и эмиссионные свойства поликристаллов карбида вольфрама, молибдена и монокристаллов вольфрама, облученных γ-квантами, а также изменение этих свойств в процессе отжига.

Исследованы образцы карбида вольфрама, поликристаллического молибдена и монокристалла вольфрама (кристаллографические плоскости (грани) (110) и (100)), подвергнутые изотропному облучению по методике, описанной в [1]. Энергия γ-квантов составляла 1,25 МэВ, доза $\sim 10^6$—10^7 Р. Облучение электрополированных образцов W и Mo проводилось в стеклянных колбах в вакууме $\sim 10^{-4}$ Па.

Исследования в растровом электронном микроскопе показали, что облучение γ-квантами приводит к появлению микрорельефа на поверхности образцов, который существенно меняется после отжига. В целом поверхность образца выглядела как бы оплавленной. На поверхности образца W образовывались кратеры. Оплавленные участки поверхности наблюдались и на образце WC. Следует отметить, что при исследовании в эмиссионном электронном микроскопе (ЭЭМ) температура монокристаллов W не превышала 2500 К, а Mo и WC — 2000 К, что значительно ниже температуры плавления.

Кинетика изменения микроструктуры при отжиге, а также эмиссионные свойства отожженных образцов исследовались в ЭЭМ. Вначале происходило обезгаживание образцов, при этом микроструктура образцов W и Mo не отличалась от необлученных. В случае поликристаллических образцов Mo наблюдалась рекристаллизация. В интервале температур 1800—1820 К для W, 1680—1850 К для Mo, 1350—1450 К для WC на поверхности образцов наблюдались процессы, связанные, по-видимому, с экзотермическими реакциями между точечными дефектами, образовавшимися в результате облучения γ-квантами.

Обнаружены импульсы эмиссионного тока величиной на 2—3 порядка выше равновесного значения, локальный разогрев образцов, завершающийся образованием кратеров на поверхности W и кристаллизацией граней с большой работой выхода на Mo