интенсивности накачек предполагаются равными I. Оценки показывают, что пузырьки с радиусом 0,16 мм (резонансная частота $f_0=20$ кГц) и с концентрацией, обеспечивающей содержание воздуха $nV_0=10^5$, при интенсивности накачки $I=0{,}1$ Вт/см^2 и частоте сигнала $f=10$ кГц могут дать для длины обращения в воде значения $\mathcal{L}_\infty \approx 1$ м.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Козяев Е. Ф., Наугольных К. А.* О параметрическом излучении звука в двухфазной среде.– Акуст. ж., 1980, т. 26, № 1, с. 91–98.
2. *Кобелев Ю. А., Сутин А. М.* Генерация звука разностной частоты в жидкости с пузырьками различных размеров.– Акуст. ж., 1980, т. 26, № 6, с. 860–865.
3. *Заболотская Е. А., Солуян С. И.* Об одной возможности усиления акустических волн.– Акуст. ж., 1967, т. 13, № 2, с. 296–298.
4. *Аскарьян Г. А.* Самофокусировка мощного звука при рождении пузырьков.– Письма в ЖЭТФ, 1971, т. 13, № 7, с. 395–396.
5. *Бункин Ф. В., Власов Д. В., Заболотская Е. А., Кравцов Ю. А.* Температурный и пузырьковый механизмы четырехфононного обращения волнового фронта звуковых пучков.– Письма в ЖТФ, 1981, т. 7, вып. 9, с. 560–562.
6. *Заболотская Е. А.* Два механизма самовоздействия звуковых волн, распространяющихся в газожидкостной смеси.– Акуст. ж., 1977, т. 23, № 4, с. 591–595.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18.VI.1981

УДК 534.2

О ПОЛЯРИЗАЦИИ УПРУГИХ ВОЛН В ГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Гиргель С. С., Хило П. А.

Важнейшим проявлением акустической активности, представляющей собой один из эффектов пространственной дисперсии первого порядка, является изменение поляризации собственных волн в кристаллах. Однако к настоящему времени поляризация плоских монохроматических волн найдена только для ряда предельных случаев [1–5]. Представляет интерес расчет поляризации для произвольных направлений волновой нормали.

Запишем уравнение Кристоффеля для плоских монохроматических волн в инвариантном [6] в виде

$$(\overset{0}{\Lambda}+i\mathbf{G}^{\times}-v^2)\mathbf{u}=0. \tag{1}$$

Здесь $\overset{0}{\Lambda}_{ik}=c_{ijkl}n_jn_l/\rho$, $\mathbf{G}^{\times}$ – антисимметричный тензор второго ранга, дуальный вектору акустической гиротропии $\mathbf{G}=\hat{g}|\mathbf{nnn}$ и действительный в отсутствие поглощения, $\mathbf{n}$ – единичный вектор волновой нормали, c_{ijkl} – компоненты тензора упругой жесткости, $\mathbf{u}$ – вектор упругого смещения. Будем полагать также, что решения соответствующего волнового уравнения без учета гиротропии $(\overset{0}{\Lambda}-v_0^2)\mathbf{u}_0=0$ найдены, т. е. известны скорости v_{0i} и действительные векторы поляризации $\mathbf{u}_{0i}$ ($i=1, 2, 3$).

Из (1) получим уравнение нормалей для определения скоростей упругих волн, которое представим в форме

$$(v^2-v_{01}^2)(v^2-v_{02}^2)(v^2-v_{03}^2)=\mathbf{G}(v^2-\overset{0}{\Lambda})\mathbf{G}. \tag{2}$$

Скорость квазипродольной волны v_{03}, как известно [7], практически всегда существенно больше скоростей v_{01}, v_{02} сдвиговых волн, а акустическая гиротропия вносит малый вклад в их изменение, так как $|\mathbf{G}|/v^2 \sim 10^{-2}$. Как можно показать, это приводит к тому, что выражение для скорости квазипродольной волны v_3 при наличии гиротропии $v_3^2=v_{03}^2+G_1^2/(v_{03}^2-v_{02}^2)+G_2^2/(v_{03}^2-v_{01}^2)$, полученное в [1] для направлений, удаленных от акустических осей, остается с той же точностью справедливым и при произвольных направлениях волновой нормали. Из уравнения (2) с той же точностью находим скорости квазипоперечных сдвиговых волн:

$$2v_k^2=v_{01}^2+v_{02}^2+\frac{G_1^2+G_2^2}{v_{0k}^2-v_{03}^2}\pm$$
$$\pm\left[(v_{02}^2-v_{01}^2)^2+\frac{2(G_1^2-G_2^2)(v_{01}^2-v_{02}^2)}{v_{0k}^2-v_{03}^2}+4G_3^2\right]^{1/2}, \tag{3}$$

где $k=1$, 2. Знаки перед скобкой выбираются таким образом, чтобы при $\mathbf{G}\to 0$ осуществлялись переходы $v_k\to v_{0k}$. Вдоль акустических осей $v_{01}=v_{02}$ и (3) переходит в соответствующее выражение, полученное в [1].

Вектор поляризации одной из сдвиговых волн с точностью до членов первого порядка по гиротропии равен

$$\mathbf{u}_1=A\{\mathbf{u}_{01}+i[G_3\mathbf{u}_{02}/(v_{02}^2-v_1^2)-G_2\mathbf{u}_{03}/(v_{03}^2-v_{01}^2)]\}, \quad (4)$$

где A – постоянный множитель, определяемый из условия нормировки. Для направлений, удаленных от акустических осей, множитель $(v_{02}^2-v_1^2)^{-1}$ в (4) можно заменить на $(v_{02}^2-v_{01}^2)^{-1}$, тогда (4) тождественно соответствующему выражению, полученному в [1]. Вектор поляризации $\mathbf{u}_2$ второй квазипоперечной волны получается из (4) заменами индексов $1\rightleftharpoons 2$, а также $\mathbf{G}\to(-\mathbf{G})$. Выражение для вектора $\mathbf{u}_3$ квазипродольной волны, полученное в [1] для направлений, удаленных от акустических осей:

$$\mathbf{u}_3=A\{\mathbf{u}_{03}+i[G_1u_{02}/(v_{03}^2-v_{02}^2)-G_2\mathbf{u}_{01}/(v_{03}^2-v_{01}^2)\}, \quad (5)$$

как показал расчет, остается справедливым также и для произвольных направлений волновой нормали. В направлениях нормали $\mathbf{n}$ вдоль акустических осей, для которых вектор гирации обращается в нуль, формула (4) приводит к неопределенности. Это означает, что сдвиговые волны могут иметь произвольную поляризацию и эффект вращения плоскости поляризации отсутствует. Такой случай реализуется, например, в нецентросимметричных кристаллах планальных классов $6mm$, $4mm$, $3m$ для оси симметрии высшего порядка [5].

Без учета поглощения тензор второго ранга $(\overset{0}{\Lambda}+i\mathbf{G}^\times)$ эрмитов и его эллиптические собственные векторы смещения ортогональны: $\mathbf{u}_i\mathbf{u}_j^*=\delta_{ij}$, где δ_{ij} – символ Кронекера, $(i, j=1, 2, 3)$. Геометрическая интерпретация соотношений ортогональности может быть следующей. Эллипс, получающийся при проектировании вектора $\mathbf{u}_i$ на плоскость $\mathbf{u}_j$ $(i\neq j)$ подобен эллипсу вектора $\mathbf{u}_j$. Их главные оси повернуты на 90° друг относительно друга, отношение полуосей одинаково, а направления вращения противоположны. Легко видеть, что векторы поляризации, определяемые выражениями (4), (5), удовлетворяют условию ортогональности (6) в принятом приближении.

В заключение отметим, что полученные результаты применимы для сред с вынужденной акустической гиротропией, например, индуцируемой приложенным магнитным полем [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П.* Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979.
2. *Белый В. Н., Сердюков А. Н.* К феноменологической теории акустического эффекта Фарадея в кристаллах.– ВесцІ АкадэмІІ навук БССР. Сер. фІз.-мат. навук, 1975, № 3, с. 102–107.
3. *Вужва А. Д., Лямов В. Е.* Акустическая активность и другие эффекты, обусловленные пространственной дисперсией в кристаллах.– Кристаллография, 1977, т. 22, № 1, с. 131–137.
4. *Брыжина М. Ф., Есаян С. Х.* Акустическая активность тригональных кристаллов.– Физ. тв. тела, 1978, т. 20, № 9, с. 2628–2636.
5. *Бокуть Б. В., Хило П. А.* Особенности акустической гиротропии кристаллов планальных классов C_{3v} и C_{6v}.– Кристаллография, 1980, т. 25, № 2, с. 385–386.
6. *Федоров Ф. И.* Теория упругих волн в кристаллах. М.: Наука, 1965.
7. Таблицы физических величин. Справочник. М.: Атомиздат, 1976.

Гомельский государственный университет

Поступила в редакцию 1.VI.1981

УДК 534.222

«ЛИНЕЙНЫЙ» ИСТОЧНИК ВЗРЫВНЫХ ВОЛН В ОКЕАНЕ

Пелиновский Е. Н., Фридман В. Е., Цодикович Л. П.

Как известно, расчет параметров гидроакустических сигналов, возбуждаемых взрывными источниками, проводится в несколько этапов. На первой стадии – небольшие расстояния от источника – применяют эмпирические формулы, учитывающие совместное действие нелинейности, диссипации и сферической расходимости [1]. На второй стадии – большие расстояния от источника – используют формулы линейной теории, учитывающие главным образом реальную стратификацию океана, поглощение и рассеяние акустических волн взволнованной поверхностью и дном океана [2]. Условия «сшивки» этих решений и размеры «нелинейной» области определены в работах [3, 4]. С точки зрения проблемы дальнего распространения звука целесообразно ввести эквивалентный источник, определяемый параметрами взрыва и позволяющий вести расчеты только в рамках линейной теории. Эта процедура выполнена ниже.