при переходе от полей ЖМК со слабой продуктивностью к полям с сильной продуктивностью, что хорошо объясняется разницей в акустических сопротивлениях конкреций (в среднем 4—5 (кг/м^2·с)×10^6) и подстилающих осадков (около 2 (кг/м^2·с)×10^6) [7], а также тем, что ЖМК расположены на дне на расстояниях много меньших первой зоны Френеля, которая для условий опыта составляла примерно 25 м на частоте 10 кГц и 15 м — на 30 кГц.

Съемки дна, проведенные ЛБО, показали хорошую контрастность записи между полями ЖМК с продуктивностью около 20 кг/м^2 и полями с продуктивностью менее 8 кг/м^2, что подтвердило высказанные ранее предположения о возможности экспрессной разведки ЖМК акустическими методами [3, 8, 9]. Дополнительную информацию при этом можно получать также, измеряя одновременно коэффициент отражения звука при нормальном падении. Однако эти данные получаются только вдоль линии движения судна, тогда как ЛБО позволяет получать информацию о площади при производительности метода около 100 км^2/ч.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Житковский Ю. Ю., Воловова Л. А.* Sound scattering from the ocean bottom. Rapp. 5-e Congr. Internat. Acoustique, Liege., 1965, Rap. E–67.
2. *Житковский Ю. Ю.* Исследование рассеяния звука дном океана.— Тр. АКИН, 1967, № 2, с. 118–130.
3. Акустика океана/Под ред. Бреховских Л. М. М.: Наука, 1974, с. 451–490.
4. *Зотов А. И., Кузнецов В. Н., Савельев В. В.* Глубоководный комплекс для гидроакустических исследований.— Океанология, 1984, т. XXIV, вып. 1, с. 175–179.
5. *Артемьев В. А., Бабошин Ю. Б., Ломоносов Ю. И., Пронин С. В., Шахов М. И.* Гидролокатор бокового обзора дальнего действия.— Океанология, 1983, т. XXII, вып. 6, с. 1053–1055.
6. *Зотов А. И., Фокин А. В.* Об исследовании локальных характеристик рассеяния звука дном глубокого океана.— Океанология, 1985, т. XXV, вып. 2, с. 219–223.
7. *Шахов М. И.* О скорости распространения продольных волн в материале железомарганцевых конкреций.— Океанология, 1984, т. XXIV, вып. 2, с. 308–310.
8. *Житковский Ю. Ю., Лысанов Ю. П.* Акустические методы разведки полезных ископаемых на дне океана.— Тез. докл. Всесоюз. межвузовск. научн. конф. М.: Горный институт, 1967.
9. *Житковский Ю. Ю., Краснобородько В. В., Лысанов Ю. П.* Способ обнаружения конкреций на дне океана.— Авт. свид. № 1103166, 1983. М.: Кл. G01S15/04, G01V1/00. Б. И. № 26, 1984.

Институт океанологии
им. П. П. Ширшова
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
27.XII.1984

УДК 534.232

ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ТЕРМООПТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН, ВОЗБУЖДАЕМЫХ УЗКИМ ЛАЗЕРНЫМ ПУЧКОМ В МЕТАЛЛАХ

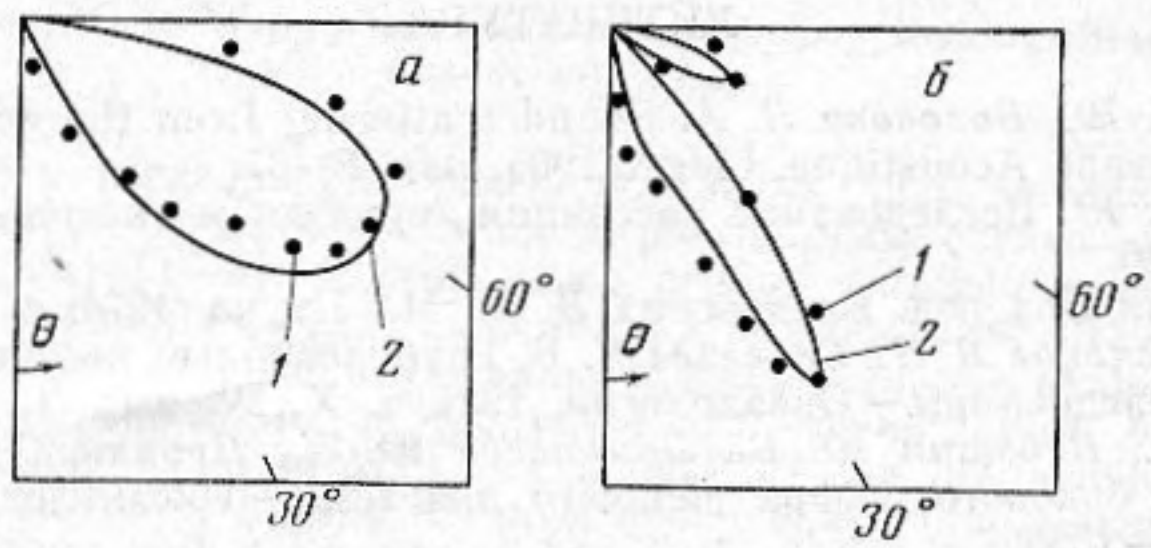
Золотов С. И., Крылов В. В., Пономарев Е. П., Штенцель Т. В.

В настоящем сообщении излагаются результаты экспериментального исследования характеристик направленности термооптического излучателя звука, возбуждаемого сфокусированным в линию лазерным пучком в алюминиевом образце, и приводится сравнение полученных данных с расчетом. Эксперименты, аналогичные проделанным, были недавно выполнены авторами работы [1]. Однако полученные в этой работе результаты, на наш взгляд, некорректны, поскольку отмеченное авторами довольно интенсивное излучение поперечных волн в направлении нормали к поверхности не согласуется с общими представлениями о симметрии. Согласно этим представлениям, в рассматриваемой симметричной задаче излучения поперечных волн в нормальном направлении не должно быть. Указанное несоответствие, по-видимому, связано с тем, что как продольные, так и поперечные волны регистрировались в работе [1] одним и тем же датчиком продольных колебаний.

В наших экспериментах использовался импульсный Nd : YAG-лазер с длиной волны светового излучения 1,06 мкм и мощностью в импульсе до 8 кВт. Длительность импульса составляла ~100 нс, частота повторения — 10÷50 Гц. Исходный лазерный пучок диаметром ~1 мм с помощью системы линз фокусировался на плоской поверхности алюминиевого полудиска радиусом 9 и толщиной 3 см в узкую световую полосу длиной 3 см и шириной 0,1 мм, реализуя тем самым линейный термооптический источник (или точечный источник в двумерной геометрии). Возбуждение продольных и поперечных волн соответственно регистрировалось с помощью перемещаемых вдоль периметра полудиска пьезодатчиков продольных или

поперечных колебаний, вырезающих из широкого спектра возбуждаемых волн затухающие радиоимпульсы на собственной частоте датчиков (≈2,1 МГц). Акустический контакт датчиков продольных колебаний с образцом осуществлялся через эпоксидную смолу. Датчик поперечных колебаний при каждом измерении приклеивался к образцу кристаллическим салолом. Все измерения проводились многократно и усреднялись статистически.

Полученные экспериментально диаграммы направленности для продольных и поперечных волн, нормированные на соответствующие максимумы, изображены на фигуре. Видно, что как продольная, так и поперечная волны в пределах точности измерений (~10%) не излучаются в направлениях касательной и нормали к поверхности. При этом вид диаграмм направленности для продольных волн (*а*) согласуется с результатом работы [1]. В случае же поперечных волн полученные нами результаты (*б*), как и следовало ожидать, существенно отличаются от данных работы [1], особенно в окрестности нормали к поверхности (для углов $\theta \sim 0$).



Диаграммы направленности для продольных (*а*) и поперечных (*б*) акустических волн, возбуждаемых узким лазерным пучком в алюминии. *1* — эксперимент, *2* — теория

С целью сопоставления полученных экспериментальных данных с теорией термооптического возбуждения звука в твердом теле [2, 3] был выполнен расчет диаграмм направленности сформированного узким лазерным пучком источника продольных и поперечных волн. Расчет проводился по методике работы [2]. Вычислялись вклады седловых точек в интегралах, выражающих поля возбуждаемых волн через компоненты функции Грина и функцию распределения объемных тепловых источников. Поверхностные источники при тепловом механизме возбуждения несущественны (утверждение об их преобладающей роли, сделанное в работе [2], обусловлено ошибкой в преобразованиях). Согласно проделанным вычислениям, характеристики направленности линейного термооптического излучателя продольных и поперечных волн, характеризуемого бесконечно малой по сравнению с длиной волны звука глубиной проникновения в среду (для металлов это приближение справедливо во всей области регистрируемых в эксперименте звуковых частот), определяются следующими выражениями: $u_k(\theta) \sim \cos\theta \sin^2\theta (k_l^2/k_t^2 - \sin^2\theta)^{1/2} / F(k_l \sin\theta)$, $u_\theta(\theta) \sim \sin 4\theta / F(k_t \sin\theta)$, где $k_{l,t} = \omega/c_{l,t}$ — волновые числа продольных и поперечных волн, $c_{l,t}$ — их фазовые скорости, $F(k) = (2k^2 - k^2_t)^2 - 4k^2(k^2 - k^2_l)^{1/2} \cdot (k^2 - k^2_t)^{1/2}$ — определитель Рэлея. Сопоставление расчетных диаграмм направленности с полученными в настоящей работе опытными данными (см. фигуру) показывает хорошее согласие теории с экспериментом. Нулевой минимум у диаграммы направленности для продольных волн при $\theta = 0$ обусловлен компенсацией излученной термооптическим источником прямой волны волной, отраженной от свободной поверхности. При учете конечной глубины проникновения термооптического источника в среду полной компенсации уже не происходит и величина минимума становится отличной от нуля. При увеличении ширины лазерного пучка это приводит к преимущественному излучению в твердое тело распространяющихся вблизи нормали продольных волн. Экспериментально этот эффект наблюдался в работе [1].

Следует обратить внимание на то, что выписанные выше выражения для характеристик направленности термооптического источника продольных и поперечных волн, возбуждаемых с помощью лазера, в точности совпадают с соответствующими выражениями для волн, излучаемых в упругое полупространство развивающейся поверхностной микротрещиной [4]. Этот факт может служить обоснованием предложенной в работе [5] идеи использования лазера в качестве имитатора акустической эмиссии при хрупком разрушении поверхности твердых тел.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Hutchins D. A., Dewhurst R. J., Palmer S. B.* Directivity patterns of laser-generated ultrasound in aluminum.— J. Acoust. Soc. Amer., 1981, v. 70, № 5, p. 1362—1369.
2. *Крылов В. В., Павлов В. И.* Термооптическое возбуждение поверхностных акустических волн в твердом теле.— Акуст. журн., 1982, т. 28, № 6, с. 836—837.
3. *Лямшев Л. М., Челноков Б. И.* Генерация звука в твердом теле проникающим излучением.— Акуст. журн., 1983, т. 29, № 3, с. 372—381.

4. *Крылов В. В., Пономарев Е. П.* Акустическое излучение, сопровождающее возникновение поверхностных микротрещин.— Акуст. журн., 1985, т. 31, № 2, с. 211—217.
5. *Egle D. M., Brown A. E.* A note on pseudo — acoustic emission sources.— J. Testing and Evaluation, 1976, v. 4, № 3, p. 196—199.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова, Физический факультет

Поступило в редакцию
25.XII.1984

УДК 534.2

НЕЛИНЕЙНАЯ РЕФРАКЦИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ АТМОСФЕРЕ

Фридман В. Е.

В изотермической среде звуковые волны распространяются по прямолинейным траекториям, поскольку неоднородность плотности не влияет на лучевую траекторию. Прямолинейность лучей не сохраняется при распространении в такой среде нелинейной волны, имеющей резкий ударный фронт, поскольку скорости различных участков фронта различны из-за их зависимости от плотности среды. Участки фронта, находящиеся в области пониженной плотности, двигаются быстрее участков, проходящих область повышенной плотности, и в сторону этой области начнет отклоняться лучевая траектория. Рассмотрим этот эффект на примере изотропного сферического импульса, возбуждаемого в атмосфере вблизи земной поверхности. При распространении ударной волны вдоль луча, направленного вверх, в сторону уменьшения плотности, луч будет испытывать поворот, после которого он возвратится на уровень излучателя. Если учесть последующее отражение от земной поверхности и следующий лучевой цикл, включающий точку поворота, то видно, что рефракция формирует приповерхностный канал для ударной волны. Это происходит аналогично формированию звукового канала в полуограниченной среде с нарастанием скорости звука от границы.

Сделаем простые оценки для первоначально сферической ударной волны малой амплитуды, распространяющейся в среде с переменной плотностью. Будем рассматривать ударную волну в форме достаточно длинного треугольного импульса, для которого можно пренебречь нелинейной деформацией профиля на длине лучевого цикла; при этом параметры ударной волны будут определяться только плотностью среды и площадью поперечного сечения лучевой трубки [1]

$$M \sim (\rho S)^{-1/2}. \tag{1}$$

Здесь ρ и S — плотность среды и площадь поперечного сечения лучевой трубки, M — число Маха на фронте ударной волны. Скорость слабой ударной волны

$$c(z) = c_0 \left(1 + \frac{\alpha}{2} M\right), \tag{2}$$

из-за нелинейной поправки $\alpha M/2$, где α — параметр нелинейности среды ($\alpha M \ll 1$), зависит от координаты в соответствии с соотношением (1). Поэтому лучевая траектория ударной волны будет изгибаться, как для звука в неизотермической среде. Строго говоря, для решения такой задачи необходимо рассмотреть самосогласованную систему уравнений [2], которая описывает изменение числа Маха и площади поперечного сечения лучевой трубки при распространении ударной волны вдоль формируемой ею трубки. Пока имеются отдельные решения этой системы, описывающие ударные волны только в однородной среде. Для оценки поворота луча в плоскослоистой среде воспользуемся законом рефракции $\cos\theta/c(z) = \cos\theta_0/c_0$ (θ — угол между лучом и горизонтальной осью), который является следствием общих уравнений (см. [1, 2]), когда в первоначально сферически расходящейся ударной волне площадь лучевой трубки меняется много медленней, чем плотность среды. Использование закона рефракции дает то, что поворот лучевой траектории в среде с переменной плотностью произойдет на высоте $z_п$, определяемой выражением

$$M(z_п) = \frac{2}{\alpha}\left[\cos^{-1}\theta_0 - 1\right]. \tag{3}$$

При малых углах выхода луча ($\theta_0 \simeq \sqrt{\alpha M}/2$) ударная волна поворачивает на небольшой высоте $z_п$ и остается малой по величине.

При больших углах выхода луча ударная волна, распространяющаяся в сторону уменьшения плотности, заворачивает на большой высоте и становится сильной (при этом выражение (2), строго говоря, неприменимо). В этом случае лучевая траектория попадает в зону слабой неизотермичности, где медленно (по сравнению