дает представление о характере зависимости амплитуды излучаемой рэлеевской волны от ее волнового числа, геометрических размеров излучателя и волнового числа плоской волны, создающей напряжения на периодической гребенчатой структуре.

Экспериментальная проверка результатов расчета проводилась путем возбуждения пьезопреобразователя прямоугольными радиоимпульсами с частотой заполнения от 1 до 2,5 *Мгц*. Для получения зависимости амплитуды рэлеевской волны от угла падения продольной волны использовался полуцилиндр (фиг. 1) с перемещаемым по его цилиндрической поверхности ползунком *1*, на котором укреплена пьезопластина *2*. Прием рэлеевских волн осуществлялся методом клина.

На фиг. 2 дана теоретическая кривая, которая нормирована относительно ее максимального значения, а также нанесены экспериментальные точки. Можно отметить хорошее совпадение теоретической кривой и экспериментальных точек в области главного максимума.

Полученные результаты позволяют рассчитывать излучатели гребенчатого типа с заданным соотношением амплитуд рэлеевских волн, распространяющихся в двух противоположных направлениях. Таким образом, излучатели рэлеевских волн гребенчатого типа могут быть однонаправленными, что до сих пор было исключительным преимуществом излучателей рэлеевских волн по методу клина.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. А. Викторов. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. М., «Наука», 1966.

Государственный н.-и. институт
теплоэнергетического приборостроения
Москва

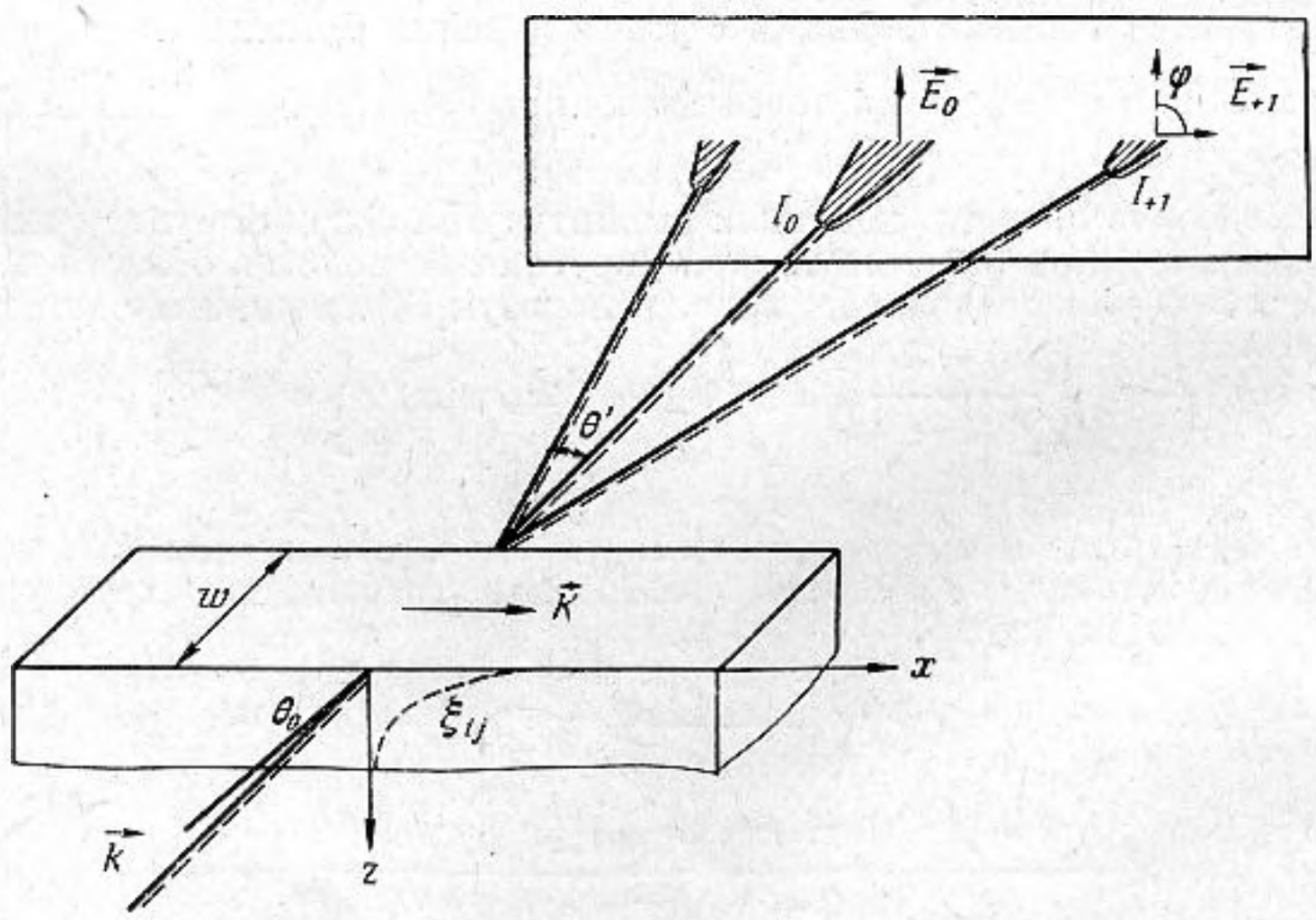
Поступило в редакцию
19 февраля 1970 г.

УДК 534.231.1:535.42

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИЗОТРОПНОГО ТВЕРДОГО ПОЛУПРОСТРАНСТВА С ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНОЙ

С. В. Богданов, И. Б. Яковкин

В настоящее время появился ряд работ, посвященных взаимодействию поверхностных волн в твердом теле с когерентным светом [1—6]. В этих работах была продемонстрирована возможность измерения таких характеристик поверхностной волны, как их амплитуда и скорость распространения. Тем не менее, для полной характе-



Фиг. 1

ристики акустических свойств поверхности необходимо знать распределение динамических деформаций в приповерхностном слое твердого тела.

Тензор деформации ξ_{ij} в поверхностной волне, распространяющейся вдоль свободной границы изотропного тела в направлении x (см. фиг. 1) содержит три компоненты, а именно, ξ_{11}, ξ_{33} и ξ_{13}.

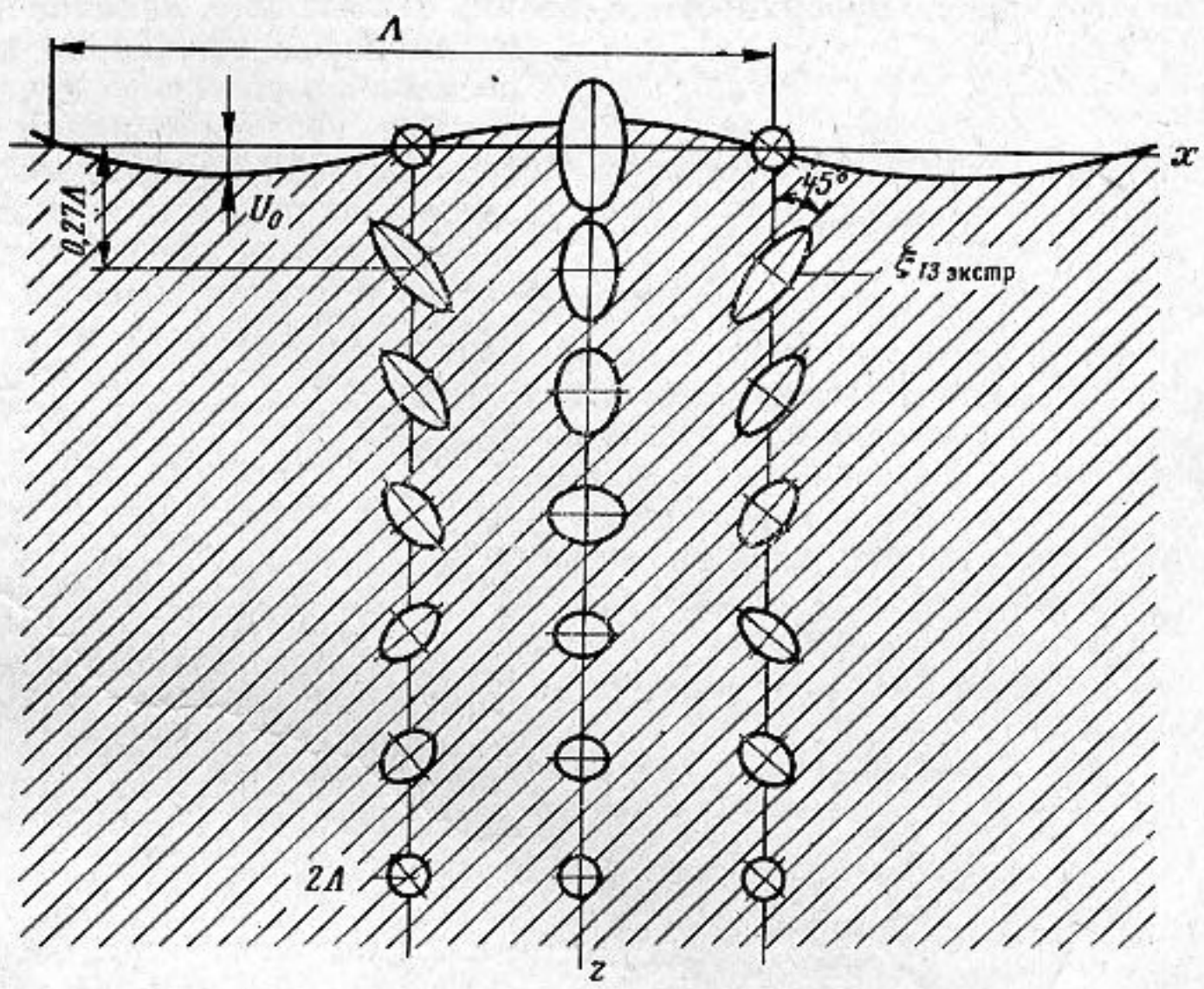
Рассмотрим экспериментальные возможности исследования распределения деформации поверхностной волны по z. Пусть свет с волновым вектором **k** падает на

подложку под углом θ_0 к волновому вектору поверхностного звука **K** (см. фиг. 1). По прохождении через пучок поверхностных волн шириной w он дифрагирует так, что угол дифракции θ', интенсивность дифрагированного пучка I_{+1} и его поляризация однозначно связаны с деформацией приповерхностного слоя, вызывающей изменение его оптической индикатрисы. Относительные изменения полуосей индикатрисы ΔB_{ij} легко найти по известной матрице пьезооптических коэффициентов p_{ijkl} и деформациям в твердом теле.

Значения ΔB_{ij}, рассчитанные для плавленого кварца с поверхностной волной представлены в таблице:

ΔB_{ij}	Z/Λ					
	0	0,1	0,2	0,3	0,5	1,0
$\frac{\Delta B_{11}}{Ak^2 \cos(kx-\omega t)}$	0,048	0,41	0,034	0,028	0,018	0,004
$\frac{\Delta B_{22}}{Ak^2 \cos(kx-\omega t)}$	0,113	0,070	0,044	0,028	0,001	0,0008
$\frac{\Delta B_{33}}{Ak^2 \cos(kx-\omega t)}$	0,116	0,060	0,029	—0,003	—0,003	—0,003
$\frac{\Delta B_{13}}{Ak^2 \cos(kx-\omega t)}$	0	—0,016	—0,021	—0,022	—0,018	—0,006

Из таблицы видно, что характер индикатрисы изменяется и с глубиной и по координате x. При тех x_0, когда имеются только деформации ξ_{11} и ξ_{33} и отсутствуют ξ_{13} — индикатриса является трехосным эллипсоидом с полуосями, совпадающими с нашей системой координат. При $x = x_0 \pm \Lambda/4$ оптическая индикатриса — эллипсоид вращения. Появление ΔB_{13} обусловливает поворот индикатрисы вокруг оси y на некоторый угол $\varphi = \frac{1}{2} \operatorname{arc\,tg} \frac{2\Delta B_{13}}{\Delta B_{11} - \Delta B_{33}}$.

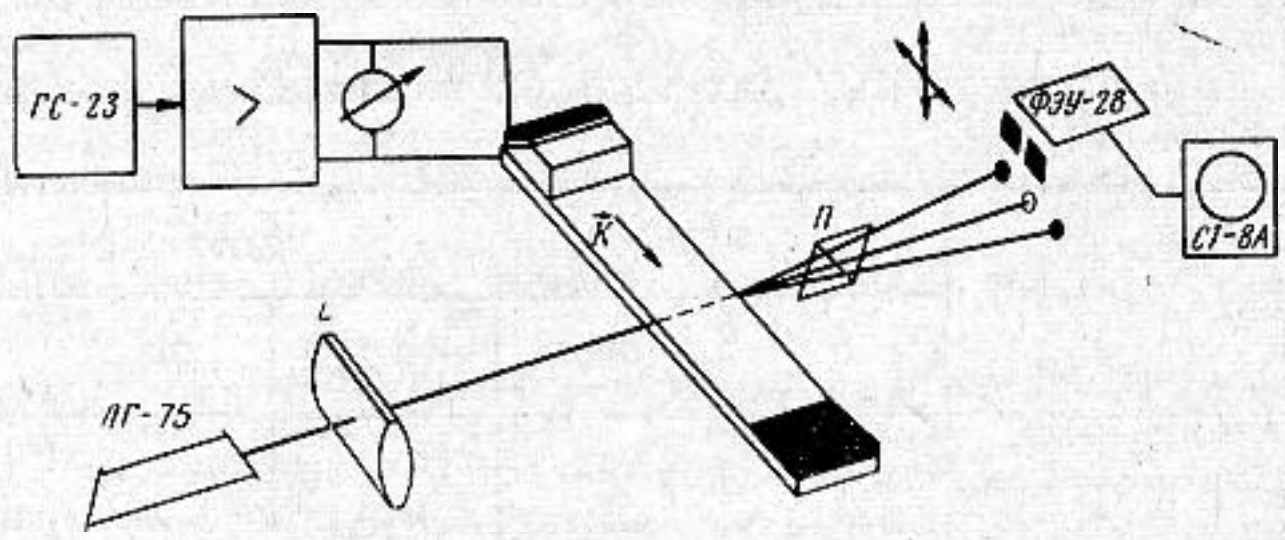


Фиг. 2

На фиг. 2 представлены сечения индикатрисы различных участков приповерхностного слоя сагитальной плоскостью xz. Здесь x — направление распространения поверхностной волны, u_0 — ее амплитуда. Как видно, дифракционная картина усложняется тем, что в дифракции будут принимать участие световые пучки с различными поляризациями.

Представляет интерес экспериментально проверить наличие и характер деформаций ξ_{ij} в поверхностной волне, используя объемную дифракцию на ней (см. фиг. 1),

а также исследовать поляризационные свойства дифрагированного и недифрагированного пучков света. Наличие и характер деформаций в поверхностной волне можно найти экспериментально, измеряя отношение интенсивностей света в дифрагированном пучке I_1 и интенсивности в нулевом I_0, перемещая световой пучок от поверх-

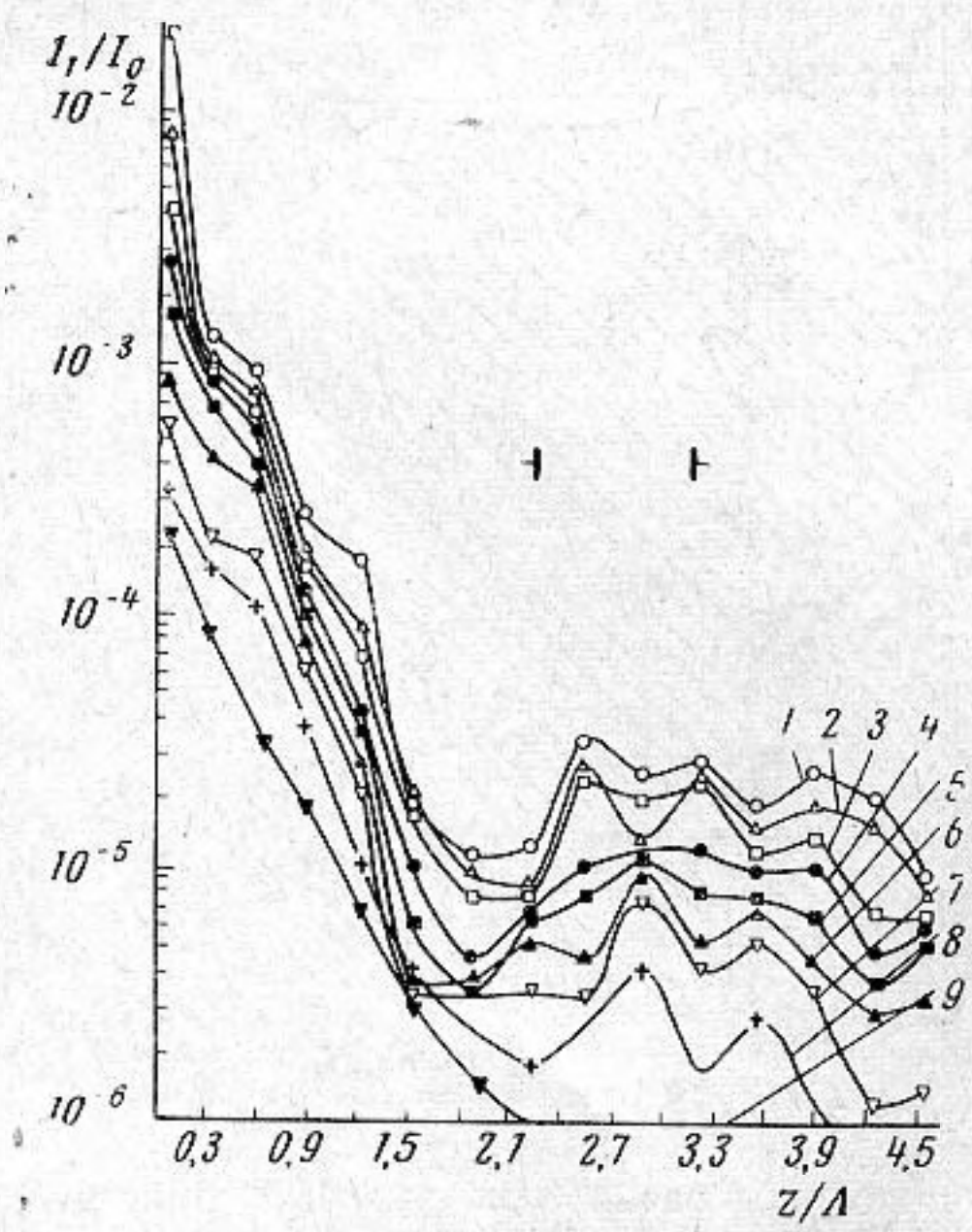


Фиг. 3

ности в глубь подложки. Действительно, амплитуда электрического поля световой волны в n-м дифрагированном порядке $E_{\pm n}$ выражается через соответственную функцию Бесселя: $E_{\pm n} = |E_0| J_n(kw\Delta n)$, где $\Delta n = 0{,}5pn_0^3\xi$ — изменение показателя преломления n_0, обусловленное деформацией ξ. (Здесь для наглядности тензорные индексы опущены.) Поскольку $kw\Delta n \ll 1$, то $E_{\pm n} \sim |E_0|\xi$ и, следовательно $I_1 / I_0 \sim \xi^2$.

Блок-схема экспериментальной установки изображена на фиг. 3. Цилиндрической линзой L пучок света лазера ЛГ-75 фокусировался в линию, параллельную подложке. Длина линии составляла несколько десятков длин поверхностной волны, а ее ширина — 0,3 *мм*. Свет падал нормально к направлению распространения волны ($\theta_0 = 90°$). За подложкой ставилась поляризационная призма П. С помощью перемещающегося фотоумножителя ФЭУ-28 и осциллоскопа СI-8А измерялись угол дифракции θ' и интенсивность света в пучках. Полупространство, по которому распространялась упругая поверхностная волна, представляло собой подложку из плавленого кварца с поверхностями, обработанными по 14 классу точности. Поверхностная волна возбуждалась методом клина на частоте 10,5 *Мгц*.

Измерения I_1 / I_0 выполнялись следующим образом. Подложка, по поверхности которой распространялась поверхностная волна, с помощью механического привода могла перемещаться по координате относительно светового луча, (см. фиг. 1), причем ее перемещение измерялось с точностью не хуже 1 *мкм*. За нуль отсчета координаты z принималось то значение по шкале отсчета, при котором световой пучок начинал касаться свободной поверхности подложки. Дифрагированный свет принимался фотоумножителем, сигнал с которого одновременно подавался на осциллоскоп и регистрировался самописцем как функция координаты z. Экспериментальное значение $I_1^*(z)$, находилось как разность показаний фотоумножителя при наличии поверхностной волны и без нее (при фиксированном значении z). Аналогично определялась интенсивность света поверхностной волны в нулевом максимуме $I_0^*(z)$. Однако, измеренные интенсивности $I_1^*(z)$, $I_0^*(z)$ еще не дают истинных $I_1(z)$ и $I_0(z)$, которые имели бы место при бесконечно узком световом луче, так как изменение $I_1^*(z)$ и $I_0^*(z)$ с z обусловлено не только изменением деформации в поверхностной волне, но и изменением интенсивности падающего света из-за конечных размеров светового луча. Истинные значения $I_1(z)$ и $I_0(z)$, как легко показать, получаются путем дифференцирования экспериментальных кривых $I_1^*(z)$ и $I_0^*(z)$, точность измерения отношения I_1 / I_0 не хуже 10%.



Фиг. 4

На фиг. 4 представлено полученное таким способом отношение $I_1 / I_0 = f(z / \Lambda)$ при различных значениях напряжения, подаваемого на преобразователь, возбуждаю-

щий поверхностную волну. (Кривые *1—9* для возбуждающих напряжений соответственно от 550 до 150 через каждые 50 *в*.)

Осцилляции I_1 / I_0 на больших глубинах свидетельствуют о том, что в объеме подложки существуют либо объемные волны, либо «хвосты» деформаций поверхностной волны (амплитуда осцилляций I_1 / I_0 порядка 10^{-5}—10^{-6}). Поляризация основного пучка колинеарна поляризации падающего, а дифрагированного — ортогональна поляризации падающего, что свидетельствует о том, что в области первого порядка дифракции, взаимодействующие пучки света сдвинуты друг относительно друга на π.

Кроме того, при малых напряжениях возбуждения по углу дифракции была измерена скорость поверхностной волны. Ее значение составляет $3{,}29 \cdot 10^5$ *см/сек* и совпадает с расчетным.

В заключение отметим, что явления, связанные с объемной дифракцией на поверхностных волнах, представляют большой интерес и требуют дополнительных исследований, например, зависимости поляризации дифрагированных и основного пучков света от глубины, интенсивности дифрагированного пучка при брэгговских условиях, исследований «хвостов» деформации, а также дифракции при нелинейном поверхностном звуке.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. P. Ippen. Difraction of light by surface acoustic waves. Proc. IEEE, 1967, **55**, 2, 248—249.
2. A. Korpel, L. J. Laub, H. C. Sievering. Measurement of acoustic surface waves propagation characteristics by reflected light. Appl. Phys. Lett., 1967, **10**, 10, 295—297.
3. W. G. Mayer, G. B. Lamers, D. C. Auth. Interaction of light and ultrasonics surface wave. J. Acoust. Soc. America, 1961, **42**, 6, 1255—1261.
4. С. С. Каринский, В. Г. Комаров, В. Д. Мондиков. Рассеяние света на упругих поверхностных волнах. Письма ЖЭТФ, 1969, **9**, 7, 380—383.
5. D. C. Auth, W. G. Mayer. Scattering of light reflected from acoustic surface waves in isotropic solids. J. Appl. Phys., 1967, **3**, 13, 5138—5140.
6. С. В. Богданов, А. В. Ковалев, Д. В. Петров, И. Б. Яковкин. Рассеяние света на упругих поверхностных волнах. Ж. тех. физ., 1971, **41**, 7, 1511—1516.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в редакцию
23 июля 1970 г.

УДК 534.26

ОБ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОЛЯ ПРИ ДИФРАКЦИИ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ НА СФЕРЕ МАЛОГО РАДИУСА

А. И. Бойко

В работе [1] рассматривалась скалярная задача дифракции плоской волны на сфере с распределенным по ее поверхности осесимметрическим пассивным адмитанцем, причем радиус сферы r_0 принимался много меньшим длины волны. Была сформулирована задача определения величины и распределения адмитанца по значению асимптотики волнового поля в полярной точке сферы, когда $\rho = kr_0 \to 0$, где k — волновое число. Это значение задавалось таким образом, чтобы аппроксимировать некоторую функцию, на которой достигает максимума коэффициент концентрации [2].

В работе [1] решение задачи дано для случая постоянного по всей поверхности сферы адмитанца. Целью настоящего сообщения является рассмотрение случая переменных адмитанцев, которые позволяют аппроксимировать функции, дающие более высокие значения коэффициенту концентрации. При этом можно обходиться величинами меньшего порядка малости по ρ, чем при получении таких же значений с помощью постоянных адмитанцев.

Пусть полное поле дифракции плоской волны $\exp(ikr\cos\gamma)$ (где $\cos\gamma = \cos\theta\cos\alpha + \sin\theta\sin\alpha\cos(\varphi - \beta)$, r, θ, φ — сферические координаты, α, β — углы, определяющие направление распространения падающей волны) на сфере будет $p = p(r, \theta, \varphi, \alpha, \beta, N, k)$. Функция p удовлетворяет по переменным r, θ, φ уравнению Гельмгольца и условию излучения, а на поверхности сферы краевому условию:

$$\frac{\partial p}{\partial r} + ikgp = 0. \tag{1}$$

Здесь переменный адмитанц g задан в виде

$$g(\rho, \theta) = \sum_{l=0}^{N-1} g_l(\rho)(\cos\theta)^l, \qquad \operatorname{Re} g(\rho, \theta) \geqslant 0, \tag{2}$$

где N — целое положительное число, $g_l(\rho)$ — рациональные функции параметра $\rho = kr_0$.