

6. Д. Пиментель, О. Мак-Клеллен. Водородная связь. М., «Мир», 1964.
7. М. И. Шахпаронов. Современные проблемы теории жидкостей. Сб. «Совр. пробл. физ. химии», Изд-во МГУ, 1968, 1, 51—77.
8. W. Dapphäuser, R. Cole. Dielectric properties of liquid butil alcohols. J. Chem. Phys., 1955, 23, 1762—1769.
9. К. Парпиев, П. К. Хабибуллаев, М. Г. Халиулин, М. И. Шахпаронов. Акустическая релаксация в жидком пиридине. Акуст. ж., 1969, 15, 3, 401—406.
10. Т. Маманов, П. К. Хабибуллаев. Об ультразвуковой релаксации в спиртах. Акуст. ж., 1969, 15, 4, 620—622.
11. С. Гластон, К. Лейдлер, Г. Эйринг. Теория абсолютных скоростей реакции. М., ИЛ., 1948.

Московский государственный  
университет

Поступило в редакцию  
17 октября 1969 г.

УДК 534.26

## О ГОЛОГРАФИЧЕСКОМ МЕТОДЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА УЛЬТРАЗВУКЕ

*И. С. Клименко, В. И. Телешевский*

Регистрация и воспроизведение эффекта дифракции света на ультразвуке методом голографии использованы в работе [1] для исследования распределения оптических частот в порядках дифракционного спектра. В настоящем сообщении описывается более простая голографическая методика и отмечаются особенности голограмм, получаемых при дифракции лазерного излучения на стоячей ультразвуковой волне.

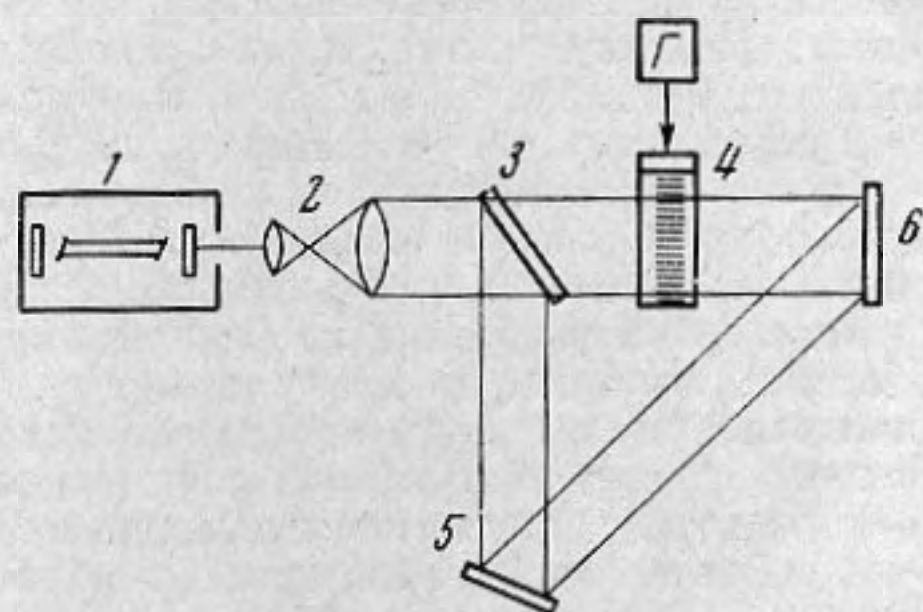
В отличие от работы [1], где голограмма регистрируется в плоскости интерференции опорного пучка с реальным изображением стоячей волны в дальней зоне дифракции, в нашем случае для регистрации голограммы используется известная двухлучевая схема голографии Френеля [2] (фиг. 1). Световой пучок от гелий-неонового лазера 1 ( $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ ) после расширения в коллиматоре 2 разделяется расщепителем 3 на два пучка, один из которых — предметный — пересекает звуковое поле 4 стоячей волны параллельно ее фронту, а второй — опорный, отражаясь от зеркала 5, минует область, возмущенную ультразвуком. Фотопластина 6, на которой регистрируется голограмма, устанавливается за стоячей волной в области перекрытия дифракционных порядков.

Известно [3], что френелевская дифракция света на стоячей ультразвуковой волне приводит к возникновению изображения волны в виде решетки с распределением интенсивности

$$I = 1 - 2 \sum_{n=0}^{\infty} I_{2n+1}^2(a) \cdot \cos \left[ \frac{2\pi}{\Lambda/2} (2n+1)x \right], \quad (1)$$

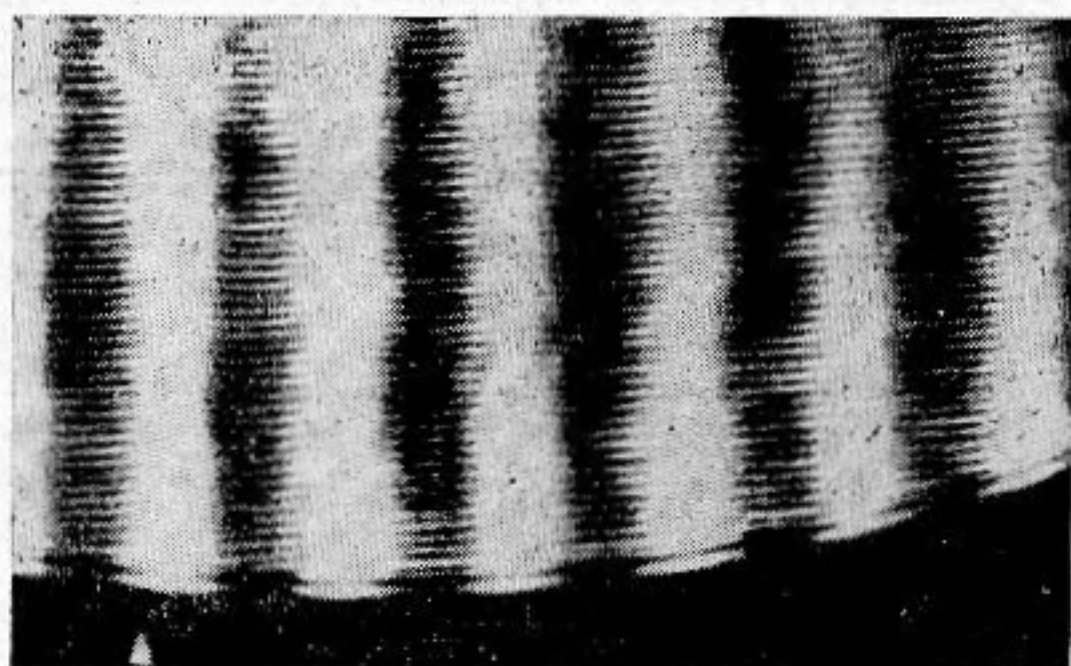
где  $a$  — амплитуда фазовой модуляции световой волны,  $\Lambda$  — длина ультразвуковой волны. Выражение (1) описывает изображение в плоскостях его максимальной видимости, расположенных на расстояниях  $L = (2m+1) \frac{\Lambda^2}{4\lambda}$ , где  $m = 0, 1, 2, \dots$  —

целое число, от плоскости выхода световой волны из звукового поля. Фотопластина 6 устанавливается в одной из указанных плоскостей или вблизи нее и регистрирует изображение стоячей волны. Решетку изображения (1), фиксируемого голограммой, можно рассматривать как результат интерференции положительных и отрицательных дифракционных порядков. Каждому порядку соответствует определенный набор оптических частот [4];  $2n$ -ый порядок, направленный под углом  $\alpha_{2n} = \arcsin 2n\lambda / \Lambda$



Фиг. 1

к оси предметного пучка, содержит частоты  $\nu + 2rf$ ,  $(2n + 1)$ -ый, направленный под углом  $\alpha_{2n+1} = \arcsin (2n + 1) \frac{\lambda}{\Lambda}$  — частоты  $\nu + (2r + 1)f$ , где  $\nu$  — частота лазерного излучения,  $f$  — частота ультразвуковой волны,  $r = 0, 1, 2, \dots$  — целое число. Так как в положительный и отрицательный порядки одного номера входят одинаковые наборы оптических частот, каждая из частот записывается на голограмме в виде соответственной интерференционной решетки. Изображение (1), очевидно, является суперпозицией интерференционных решеток от всех частотных компонент интерферирующих порядков. Следовательно, френелевское изображение стоячей волны, получаемое на фотопластине в отсутствие опорного пучка, представляет собой голограмму дифракционного спектра, который полностью воспроизводится при восстановлении.



Фиг. 2



Фиг. 3

Восстановление спектра с голограммы осуществляется в параллельном лазерном пучке. Интерференционная решетка каждой частотной компоненты восстанавливает нулевой и два боковых порядка. Если восстанавливающий световой пучок нормален к плоскости голограммы, боковые порядки восстанавливаются под углами, близкими к углам дифракции при записи. Различие в углах обусловлено неравенством оптических частот при записи и восстановлении. Если восстановление происходит на частоте  $\nu$ , компоненты четных порядков направлены под углами  $(1 + 2r \frac{f}{\nu}) \alpha_{2n}$  к оси голограммы, компоненты нечетных порядков — под углами  $[1 + (2r + 1) \frac{f}{\nu}] \alpha_{2n+1}$ . Так как  $\frac{f}{\nu} \approx 10^{-8}$ ,  $r$  — несколько единиц, углы восстанов-

ленных порядков практически равны углам дифракции. Различие в оптических частотах приводит к несколько большей расходимости лучей в восстановленных порядках. Поэтому восстановленный спектр целесообразно наблюдать в фокальной плоскости линзы, установленной за голограммой.

Для иллюстрации сказанного, на фиг. 2 приведено изображение голограммы, а на фиг. 3 — восстановленное изображение спектра. На голограмме по схеме фиг. 1 записано изображение стоячей ультразвуковой волны, частотой 7 Мгц, возбужденной в воде ( $\Lambda = 0,21$  мм). Глубина поля волны равна 20 мм,  $a = 3$ . Голограмма представляет собой результат наложения двух решеток, одна из которых является френелевским изображением (1), а вторая, ей перпендикулярная, — картиной интерференции опорного пучка с компонентами предметного пучка, не претерпевшими частотного сдвига. Шаг первой решетки равен  $\Lambda/2$ , шаг второй  $g = \lambda / \sin \theta$  (2), где  $\theta$  — угол между предметным и опорным пучками. Для случая фиг. 2  $g = 8$  мкм,  $\theta = 4,3^\circ$ . Голограмма зарегистрирована на фотопластине типа «Микрат» с разрешением 300 линий на мм.

Как видно на фиг. 3, каждая из решеток образует свой дифракционный спектр. Максимумы  $\pm 1$ ,  $\pm 2$  и т. д. являются дифракционными порядками, восстановленными с френелевского изображения стоячей волны. Видно, что в отличие от работы [1], восстанавливаются как четные, так и нечетные порядки. Спектры 0,  $\pm 1$  и т. д. появляются в результате дифракции на второй интерференционной решетке, зарегистрированной на голограмме. Таким образом, для записи полного спектра дифракции света на стоячей ультразвуковой волне достаточно регистрации на голограмме одного френелевского изображения без опорного пучка. Голографирование с опорным пучком позволяет получить мультиплицирование спектра.

Особенности френелевской голограммы могут быть использованы при оптических исследованиях в ультразвуку. Например, по восстановленному изображению (фиг. 3) несложно определить длину волны  $\Lambda$  исследуемого звукового поля. Расстояние между максимумами 0 и  $+1$  или  $-1$   $D = F \cdot \operatorname{tg} \beta_1$ , где  $F$  — заднее фокусное расстояние линзы, используемой при восстановлении,  $\beta_1 = \arcsin \frac{\lambda}{g}$  — угол первого порядка дифракции на интерференционной решетке голограммы. Расстояние меж-

ду максимумами 0 и +1 или -1  $d = F \cdot \operatorname{tg} \alpha_1$ , где  $\alpha_1 = \operatorname{arc} \sin \frac{2\lambda}{\Lambda}$  — угол первого порядка дифракции на френелевской решетке голограммы. Вследствие малости углов дифракции  $\operatorname{tg} \alpha_1 \approx \alpha_1$ ,  $\operatorname{tg} \beta_1 \approx \beta_1$ . С учетом (2)  $\frac{D}{d} = \frac{\Lambda \cdot \sin \theta}{2\lambda}$ , откуда  $\lambda = \frac{2\lambda D}{d \cdot \sin \theta}$  (3).

На фиг. 3  $\frac{D}{d} = 11,3$ , тогда по формуле (3) имеем  $\lambda = 0,23$  м. Таким образом, интерференционная решетка голограммы задает «эталонный» угол дифракции, с которым удобно сравнивать углы дифракционных спектров различных звуковых полей. Применяя известный метод многократной экспозиции [5], на одной голограмме можно записать спектры нескольких полей и исследовать их по одному восстановленному изображению.

Авторы благодарят Г. И. Рукмана и В. А. Савельева за обсуждение результатов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. Alippi, L. Palmieri. New holographic method for the investigation of light diffraction by ultrasonic standing waves. *Acustica*, 1968, 20, 2, 84—87.
2. Дж. Строук. Введение в когерентную оптику и голографию. М., «Мир», 1967.
3. О. Nomoto. On the fine structure of the visibility curves of the stationary ultrasonic waves. *J. Phys. Soc. Japan*, 1947, 2, 1, 1—5.
4. C. V. Raman, N. S. Nath. The diffraction of light by high frequency sound waves. *Proc. Indian Acad. Sci.*, 1936, A3, 1, 75.
5. R. J. Collier, E. T. Doherty, K. S. Pennington. Application of moire techniques to holography. *Appl. Phys. Lett.*, 1965, 7, 8, 223—225.

Московский станкоинструментальный институт

Поступило в редакцию  
22 октября 1969 г.

УДК 534.22

### ФАЗОВЫЕ СКОРОСТИ ПОВЕРХНОСТНЫХ УПРУГИХ ВОЛН В ПЛОСКОСТИ СИММЕТРИИ УПРУГИХ СВОЙСТВ $\alpha$ -КВАРЦА

*Д. Ф. Кравченко, Д. А. Турсунов*

В ряде статей [1—4] опубликованы расчетные и экспериментальные данные о фазовых скоростях поверхностных упругих волн на свободной границе  $\alpha$ -кварца, являющейся плоскостью симметрии упругих свойств. Однако полученные результаты оставляют неясным вопрос о числе волн, которые могут распространяться вдоль произвольного направления на плоскости. Ниже приводятся результаты вычислений для незатухающих в направлении распространения поверхностных волн в плоскости симметрии  $YZ$  кристалла кварца. Для каждого кристаллографического направления поиск корней, удовлетворяющих характеристическому уравнению и уравнению граничных условий, производился в области значений скорости, не превышающей скорости медленной объемной волны. Соответственные уравнения и методика вычислений описаны в работе [2]. В отличие от этой работы, в наших расчетах использованы более точные значения модулей упругости, приведенные в таблице работы [5].

Расчетные данные представлены в виде кривых на фиг. 1, цифра при  $c_R$  означает номер поверхностной волны. Здесь же нанесены значения скоростей медленных объемных волн, вычисленных по формулам

$$c_{t_1} = \sqrt{c_{55}'/\rho}, \quad v_{t_2} = \left[ \frac{c_{33}' + c_{44}'}{2\rho} - \sqrt{\frac{(c_{33}' + c_{44}')^2}{4\rho^2} - (c_{33}'c_{44}' - c_{34}'^2)} \right]^{1/2}$$

( $c_{ik}'$  — компоненты тензора упругих модулей в системе координат  $X'Y'Z'$ ,  $\rho = 2,65$  г/см<sup>3</sup> — плотность кварца). Видно, что в плоскости  $YZ$  кварца кроме волны  $c_{R1}$ , найденной в указанных выше работах, в секторе направлений  $\Theta = 141^\circ \div 162^\circ$  существует решение для второй поверхности волны  $c_{R2}$ . Вдоль направления  $\Theta = 51^\circ$

$c_{ik}^E \cdot 10^{-10}$ , дн/см <sup>2</sup>	$c_{11}^E$	$c_{33}^E$	$c_{44}^E$	$c_{66}^E$	$c_{12}^E$	$c_{13}^E$	$c_{14}^E$
	86,74	107,2	57,94	39,88	6,99	11,91	-17,91