АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XVII 1971 Вып. 4

УДК 534.6

МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ АМПЛИТУДЫ И ФАЗЫ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН, ОСНОВАННЫЙ НА ДВОЙНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СВЕТА СО ЗВУКОМ

Ю. А. Бобков, В. А. Зверев, А. М. Павленко, Г. А. Шаронов

Рассмотрен метод визуализации бегущих звуковых волн в жидкости, при котором регистрируется как амплитуда, так и фаза поля. Метод основан на последовательном взаимодействии света с двумя волнами ультразвука. Описана схема регистрации полей и приведены примеры визуализации волн.

В связи с развитием акустической голографии возникла необходимость регистрации как амплитуды, так и фазы звуковых полей. Для этой цели обычно используется стробоскопическое освещение ультразвука с помощью амплитудных модуляторов света. В качестве таких модуляторов используются ячейки Керра, кристаллы KDH, внутренняя модуляция света в лазерах, а также модуляторы на стоячих ультразвуковых волнах [1—3]. Однако использование этих методов на достаточно высоких частотах, где применение акустической голографии наиболее перспективно, весьма затруднительно.

Ниже рассмотрен метод визуализации звуковых полей в жидкости, основанный на последовательном взаимодействии света с двумя бегущими ультразвуковыми волнами. В отличие от других методов, в данном случае может быть осуществлена визуализация высокочастотных звуковых полей, не требующая высоких напряжений и отличающаяся простотой применяемой аппаратуры.

Пусть световой пучок последовательно проходит через модулирующую плоскую бегущую волну М и наблюдаемую волну Н (фиг. 1). Остановимся подробнее на процессах, происходящих при двойном взаимодействии света со звуком. Предположим, что световой пучок расходится настолько слабо, что его можно считать параллельным в области распространения ультразвуковых волн. В этом случае для описания взаимодействия светового пучка со звуковой волной можно воспользоваться упрощенной теорией дифракции плоской световой волны на ультразвуке Рамана — Ната [4, 5]. Световое поле E_1 на входе в исследуемую ультразвуковую волну в этом приближении можно представить в виде

$$E_1(x, y) \sim e^{i\{\Omega t - Kl[1+\mu \cos(\omega t - \varepsilon kx \cos\gamma - \varepsilon ky \sin\gamma)]\}}, \tag{1}$$

где K, Ω и k, ω — волновые числа и частоты света и звука соответственно, $\mu = \Delta n_{\max} / n_0$ — максимальное изменение показателя преломления среды, пропорциональное амплитуде звукового давления, γ — угол между направлением распространения волны М и осью x в плоскости xy, ε — отношение диаметра светового пучка на выходе из модулирующей волны М к диаметру его на входе в исследуемую волну Н, характеризующее расходимость светового пучка, l — расстояние, проходимое светом в звуковом поле модулирующей волны М.

Если исследуемая волна цилиндрическая с образующей параллельной оси z и имеет ту же частоту, что и модулирующая, то, представляя ее в виде суперпозиции плоских волн различных направлений, можно написать для звукового поля $u_0(x, y, t)$ выражение:

$$u_0(x, y, t) = \int v(\varphi) \cos[\omega t - k(x \cos\varphi + y \sin\varphi) + \psi(\varphi)] d\varphi, \qquad (2)$$

где φ — угол между осью x и направлениями распространения соответствующих плоских волн, а $v(\varphi)$ и $\psi(\varphi)$ — амплитудный и фазовый угловые спектры исследуемой волны соответственно.

При распространении через наблюдаемое звуковое поле $u_0(x, y, t)$ световая волна приобретает дополнительный набег фазы, обусловленный оптической неоднородностью среды, характеризуемой величиной $\mu(x, y, t)$, которая пропорциональна звуковому давлению $u_0(x, y, t)$. Тогда на выходе из наблюдаемой волны световое поле будет описываться выражением

$$E_2(x, y) \sim e^{i\Omega t - K(l+l')} \int e^{-i\mu K l \cos[\omega t - kh(x \cos\gamma + y \sin\gamma)]} \times$$
$$\times e^{i\mu_\varphi K l' \cos[\omega t - h(x \cos\varphi + y \sin\varphi) + \psi(\varphi)]} d\varphi, \qquad (3)$$

где l' — расстояние, проходимое светом в звуковом поле исследуемой волны, а $\mu_\varphi = \Delta n_{\max}(\varphi) / n_0$ — спектральная амплитуда относительного показателя преломления. Разлагая экспоненту в этом выражении в ряд по функциям Бесселя, получим

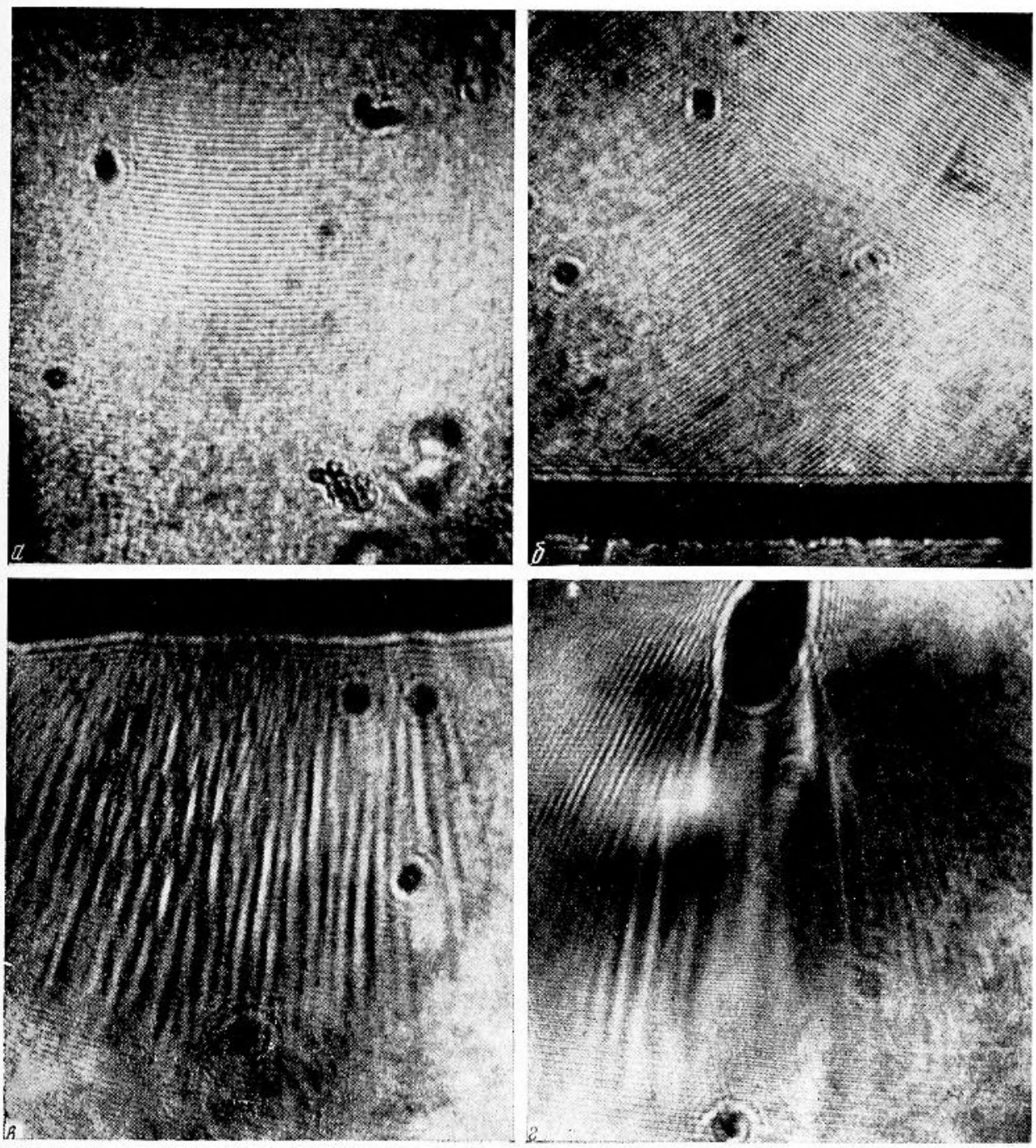
$$E_2(x, y) \sim e^{i\Omega t - K(l+l')]} \int \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{p=-\infty}^{\infty} (-i)^{p+m} J_m(\mu K l) J_p(\mu_\varphi K l') \times$$
$$\times e^{-i\omega t(p+m)} e^{ikx(m\varepsilon \cos\gamma + p \cos\varphi) + iky(m\varepsilon \sin\gamma + p \sin\varphi) - ip\psi(\varphi)} d\varphi. \qquad (4)$$

Это соответствует разложению поля $E_2(x, y)$ по плоским волнам различных направлений с амплитудами, определяемыми функциями Бесселя $J_m(\mu K l)$ и $J_p(\mu_\varphi K l')$. Множитель $\exp\{-i\omega t(p+m)\}$ обуславливает временное изменение картины звукового поля и делает невозможной регистрацию фазы для слагаемых ряда (4) с $p + m \neq 0$.

Если $p + m = 0$, то распределение интенсивности света становится стационарным и фаза звука сохраняется при записи. Ограничимся такими малыми индексами фазовой модуляции света $\mu K l$ и $\mu_\varphi K l'$, что в формуле (4) можно принимать во внимание лишь первые порядки дифракции, т. е. суммировать лишь члены разложения при $p = 0$, $p = \pm 1$. В этом случае интенсивность света после прохождения исследуемой волны будет

$$P = E_2 E_2^* \sim \iint J_0^2(\mu K l) J_0(\mu_\varphi K l') J_0(\mu_{\varphi'} K l') d\varphi\, d\varphi' +$$
$$+ 4 \iint J_0(\mu K l) J_0(\mu_\varphi K l') J_1(\mu K l) J_1(\mu_\varphi K l') \cos k[x(\cos\varphi - \varepsilon \cos\gamma) +$$
$$+ y(\sin\varphi - \varepsilon \sin\gamma) - \psi(\varphi)] d\varphi\, d\varphi' + 4 \iint J_1^2(\mu K l) J_1(\mu_\varphi K l') J_1(\mu_{\varphi'} K l') \times$$
$$\times \cos k[x(\cos\varphi' - \varepsilon \cos\gamma) + y(\sin\varphi' - \varepsilon \sin\gamma) - \psi(\varphi')] \cos k[x(\cos\varphi -$$
$$- \varepsilon \cos\gamma) + y(\sin\varphi - \varepsilon \sin\gamma) - \psi(\varphi)] d\varphi\, d\varphi'. \qquad (5)$$

Первое слагаемое в выражении (5) описывает постоянную составляющую светового потока. При индексах фазовой модуляции $\mu K l \lesssim 1$ и $\mu_\varphi K l' \lesssim 1$ последним слагаемым можно пренебречь по сравнению со вторым. Если, кроме того, $\varepsilon = 0$, что соответствует помещению модулирующей волны М в область фокусировки светового пучка A (фиг. 1), то второе слагаемое в выражении (5) имеет вид суперпозиции плоских волн, распространяющихся под теми же углами, что и звуковые волны согласно формуле (2), но имеющих более сложную угловую зависимость амплитуды.



Фиг. 3

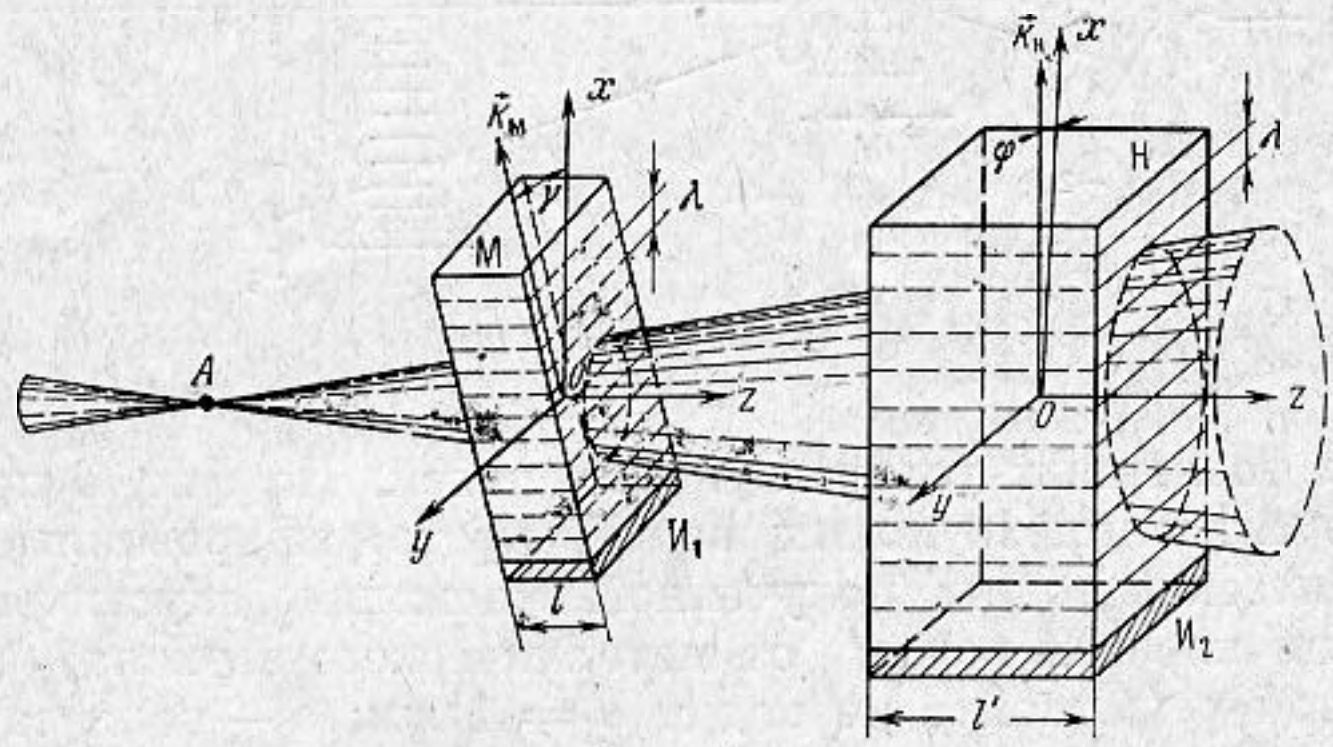
При индексах фазовой модуляции существенно меньших единицы, функции Бесселя во втором слагаемом выражения (5) можно разложить в ряды по степеням аргументов; тогда, ограничиваясь первыми членами разложения, получим

$$P = P_0 + \beta \int \mu_\varphi \cos k[x(\cos\varphi - \varepsilon\cos\gamma) + y(\sin\varphi - \varepsilon\sin\gamma) - \psi(\varphi)]\,d\varphi, \tag{6}$$

где P_0 и β — некоторые постоянные величины. Из сравнения с формулой (2) видно, что в этом случае интенсивность светового поля за наблюдаемой волной будет

$$P = P_0 + \beta' u_0(x, y), \tag{7}$$

т. е. в результате описанного процесса на экране, помещенном за исследуемой звуковой волной, появится ее изображение с точной передачей амплитуды и фазы.



Фиг. 1

В частности, если исследуемая волна плоская, распространяющаяся по оси $x\,(\varphi = 0)$ при $\varepsilon \neq 0$ на экране будут видны чередующиеся светлые и темные полосы с пространственным периодом

$$d = \frac{2\pi}{k\sqrt{1 - 2\varepsilon\cos\gamma + \varepsilon^2}}, \tag{8}$$

наклоненные к оси x под углом α, причем

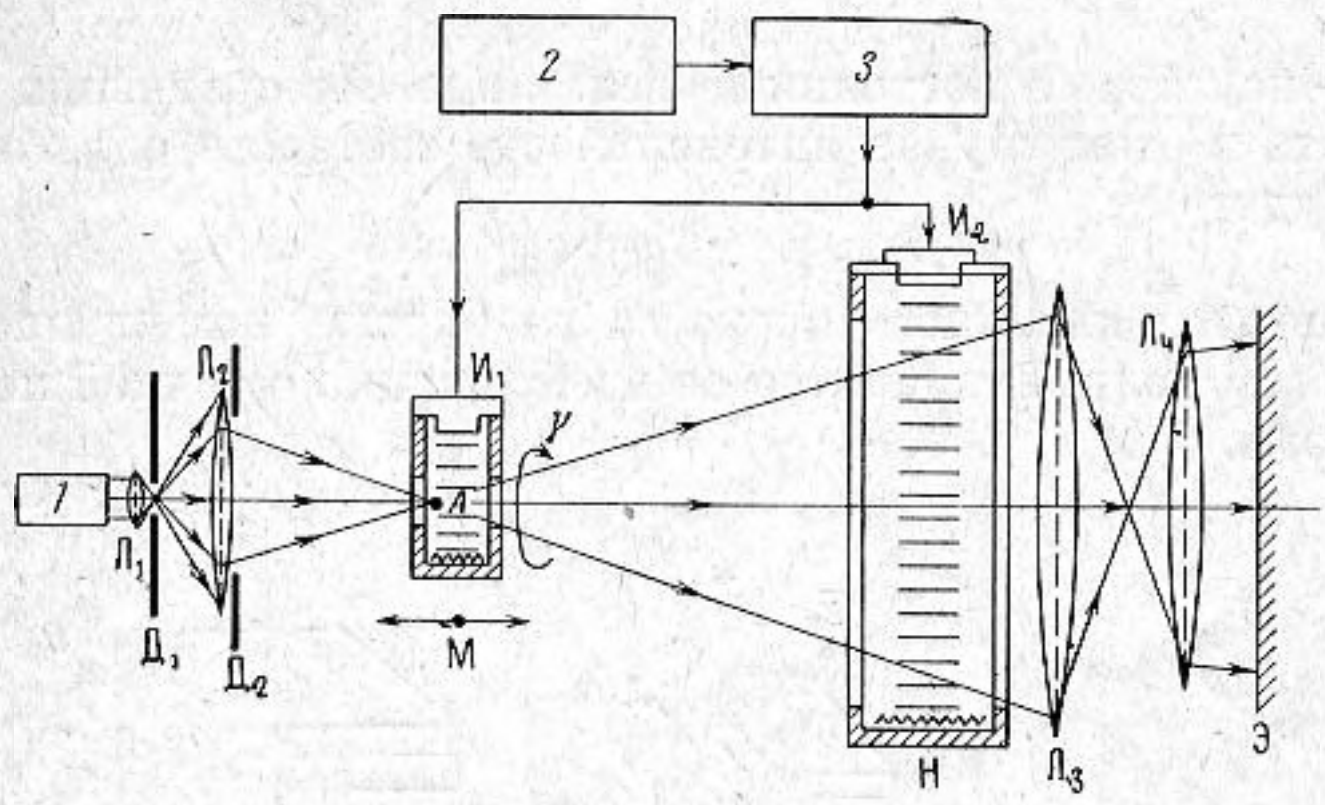
$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{\varepsilon\cos\gamma - 1}{\varepsilon\sin\gamma}. \tag{9}$$

Из формул (8) и (9) следует, что период и угол наклона видимой структуры зависят от взаимного расположения модулирующей и исследуемой волн. Неискаженное изображение плоской исследуемой волны будет наблюдаться при достаточно малых ε, т. е. при помещении модулирующей волны вблизи фокальной плоскости оптической системы.

Опыты по визуализации звуковых полей производились нами при просвечивании ультразвуковых волн когерентным светом. Схема установки приведена на фиг. 2. Здесь *1* — источник света — гелий-неоновый лазер ОКГ-11 ($\Lambda = 6328$ Å). Для создания ультразвуковых полей использовались кварцевые излучатели $И_1$ и $И_2$, возбуждаемые на частоте 5 *Мгц* ($\lambda = 0{,}3$ *мм*) с помощью генератора *2* и усилителя *3*. Звуковые поля распространялись в кюветах с дистиллированной водой М и Н, снабженных прозрачными окнами, изготовленными из оптического стекла. Кювета М имела возможность передвигаться и вращаться в плоскости xy. Свет фокусировался с помощью линз $Л_1$ и $Л_2$ в точке A и далее просвечивал исследуемое звуковое поле в кювете Н. Изображения звуковых полей формировались линзами $Л_3$ и $Л_4$ на экране Э. Диафрагмы $Д_1$ и $Д_2$ служили для по-

лучения более равномерного пучка света; угол сходимости пучка составлял $\approx 1°$.

При исследовании взаимодействия света с плоскими звуковыми волнами наблюдались изменения периода и угла наклона видимой структуры при изменении угла падения модулирующей волны γ и увеличения оптической системы, согласующиеся в (8) и (9). Наблюдались также види-



Фиг. 2

мые картины различных ультразвуковых полей. На фиг. 3 представлены примеры визуализации звуковых полей, сфотографированные с экрана: *а* — цилиндрической волны, полученной с помощью акустической линзы; *б* — отражения плоской волны от металлического зеркала; *в* — поля за эквидистантной решеткой с периодом $d = 1$ *мм*; *г* — поля за металлическим экраном. Видно, что данный метод дает возможность регистрировать не только сам ультразвуковой пучок, но и «тонкую структуру» волнового поля.

В заключение отметим, что рассмотренный метод регистрации звуковых полей может найти применение не только для целей акустической голографии, но и для решения других задач акустики, например, при исследовании характеристик ультразвуковых излучателей.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. И. Адрианова, В. Г. Вафинди, Ю. В. Попов. Модуляция света при дифракции на ультразвуковых волнах различной частоты. Опт-мех. промышлен., 1963, **10**, 71.
2. J. T. La Macchia. Stroboscopic holography with a mode — locked laser. J. Appl. Phys., 1968, **39**, 11, 5340.
3. Г. П. Катыс, Н. В. Кравцов, Л. Е. Чирков, С. М. Коновалов. Модуляция и отклонение оптического излучения. М., «Наука», 1967.
4. Л. Бергман. Ультразвук и его применение в науке и технике. М., ИЛ, 1957.
5. С. М. Рытов. Дифракция на ультразвуковых волнах. Изв. АН СССР, сер. физ., 1937, **2**, 223.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию 3 октября 1969 г.