АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXX 1984 Вып. 6

УДК 681.7:534.883

ОПТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА, РАСПОЛОЖЕННОГО В СЛОЕ С ИДЕАЛЬНО ОТРАЖАЮЩИМИ ГРАНИЦАМИ

Байрамкулиев В. А., Зуйкова Н. В., Свет В. Д.

Приведены экспериментальные результаты моделирования восстановления акустической голограммы точечного источника звука, расположенного в слое с идеально отражающими границами, с помощью оптической схемы, содержащей двухзеркальный волновод.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию предложенного в работах [1, 2] метода оптического восстановления акустических голограмм точечного источника, расположенного в слое с идеально отражающими границами. Суть метода заключалась в том, что акустическая голограмма преобразовывалась в эквивалентную оптическую голограмму и восстанавливалась с помощью когерентного света не в свободном пространстве, а в оптическом волноводе, параметры которого определенным образом связаны с параметрами акустического волновода. Метод позволяет уменьшить неоднозначность в восстановленном голографическом изображении, связанную с наличием отражающих границ. Такая возможность восстановления неискаженного изображения недавно была продемонстрирована в работе [3] путем численного решения задачи на ЭВМ. Описываемые ниже эксперименты показывают, что такое же моделирование можно осуществлять средствами когерентной оптики.

Прежде всего опишем методику расчета акустической голограммы и синтеза эквивалентной оптической голограммы. Сначала было вычислено поле точечного источника звука для следующей модели акустического волновода: отражающие границы абсолютно мягкие, $H/\lambda_a=45$, λ_a — длина звуковой волны, H — вертикальный размер волновода, $z_0=H/4$, где z_0 — вертикальная координата источника звука. Расчет поля производился в вертикальном сечении волновода на расстоянии от источника, равном $R/\lambda_a=430{,}9$. Размеры оптического волновода были выбраны в соответствии с теоретическими результатами работы [2]: $h=Hm\lambda_0/\lambda_a=750$ мкм, $r=Rm^2\lambda_0/\lambda_a=190$ мм, $m\approx26$, где h — зазор между двумя плоскопараллельными зеркалами, r — длина оптического волновода, $\lambda_0=0{,}63$ мкм — длина волны восстанавливающего света от He—Ne-лазера. Приведенные конкретные значения величин H, z_0, R, h, r и m — были выбраны исходя из возможностей практической реализации экспериментальной установки и обеспечения необходимой точности ее юстировки. Поскольку моделирование восстановления осуществлялось с масштабным коэффициентом $m\neq1$, в соответствии с работой [2] число учитываемых нормальных волн было ограничено волнами с малыми углами скольжения $\beta_l\approx l\lambda_a/2H$, где l — номер нормальной волны, подчиняющимися соотношению

$$kR\beta_l^4/8\ll\pi, \tag{1}$$

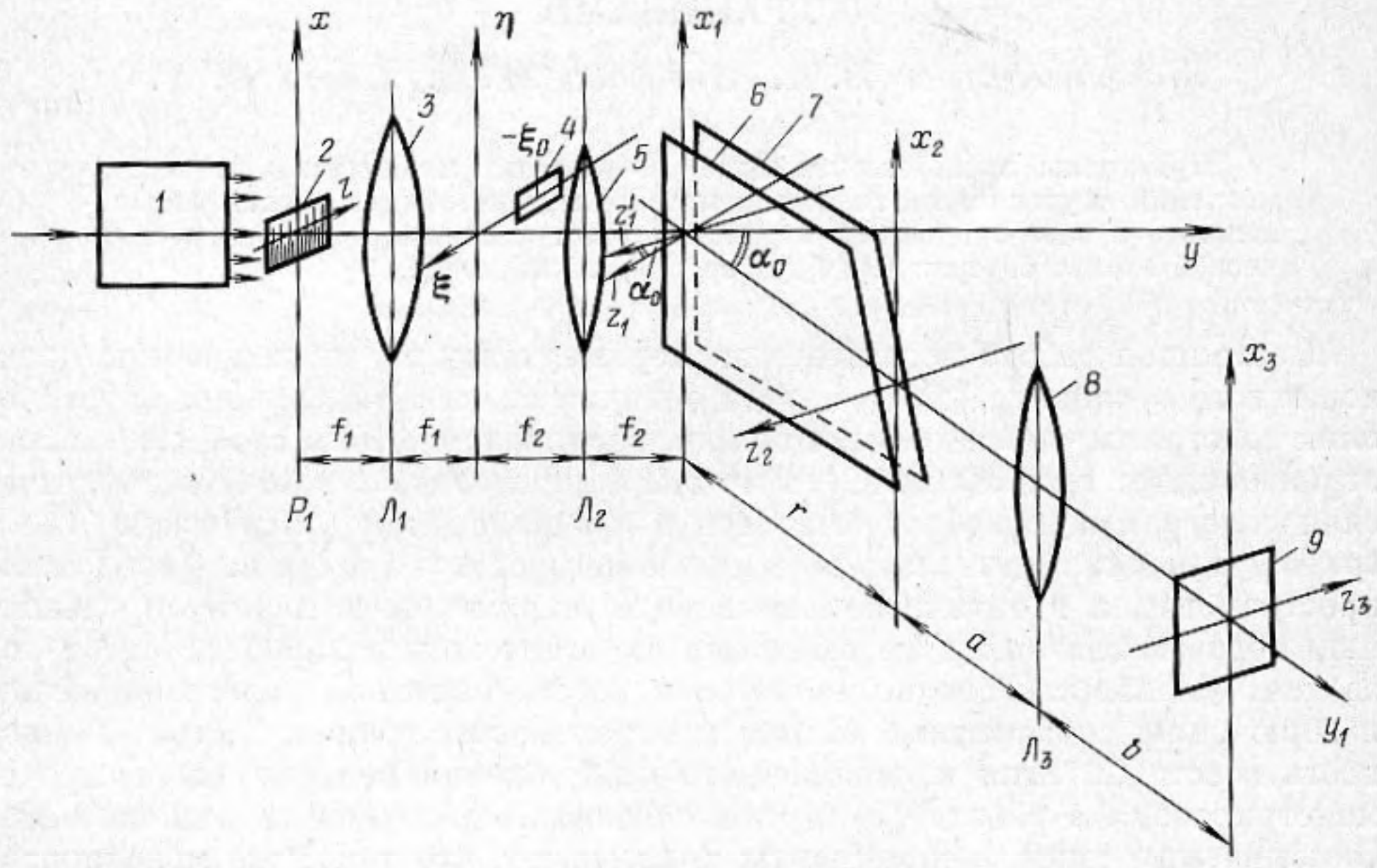
где $k=2\pi/\lambda_a$. Максимальное число L таких распространяющихся волн было выбрано $L=14$, для которого условие (1) выполняется при $kR\beta_L^4/8\approx\pi/2$.

Согласно работе [2], поле от точечного источника, вычисленное в заданном вертикальном сечении волновода в приближении малых углов, про-

пропорционально функции

$$\Psi(z)=\sum_{l=1}^{L}\exp[-i(2\pi/\lambda_a)R(1-l^2\lambda_a^2/8H^2)]\sin(l\pi z_0/H)\sin(l\pi z/H). \quad (2)$$

Функция $\Psi(z)$ рассчитывалась на ЭВМ по формуле (2) с шагом по z, равным $\lambda_a/2$ для $l_{max}=L=14$, $H=4{,}5$. Вычислялись действительная $\mathrm{Re}\,\Psi(z)$ и мнимая $\mathrm{Im}\,\Psi(z)$ части поля. Полученные значения суммировались с постоянной составляющей, величина которой выбиралась равной максимальному по модулю отрицательному значению поля из всего набора чисел $\mathrm{Re}\,\Psi(z)$ и $\mathrm{Im}\,\Psi(z)$. Число уровней квантования по амплитуде было выбрано 180.



Фиг. 1. Схема экспериментальной установки

По полученным расчетным значениям поля была синтезирована оптическая голограмма по методу, предложенному в работе [4]. Этот метод является модифицированным методом Ли, при котором плоскость одномерной голограммы разбивается на равные отрезки, в которых последовательно записываются величины $\mathrm{Re}\,\Psi(0)$, $\mathrm{Im}\,\Psi(0)$, $-\mathrm{Re}\,\Psi(\Delta z)$, $-\mathrm{Im}\,\Psi(\Delta z)$, ... $\mathrm{Re}\,\Psi(2n\Delta z)$, $\mathrm{Im}\,\Psi(2n\Delta z)$, $-\mathrm{Re}\,\Psi[(2n+1)\Delta z]$, $-\mathrm{Im}\,\Psi[(2n+1)\Delta z]$ ..., где $\Delta z=\lambda_a/2$, а n — целое число. Амплитуды $\mathrm{Re}\,\Psi(z)$ и $\mathrm{Im}\,\Psi(z)$ отображались высотой прозрачного столбика в непрозрачном экране. Сформированная таким образом оптическая голограмма представляет собой бинарный транспарант с двумя уровнями прозрачности 0 и 1, по одной из осей которого отложены величины $\mathrm{Re}\,\Psi(z)$ и $\mathrm{Im}\,\Psi(z)$, а по другой — текущие значения $z=0\div H$. Изготовление голограммы осуществлялось с помощью прецезионного фотопостроителя на фотопленке, который обеспечил разрешение $\Delta z=25$ мкм [1], поэтому общий размер голограммы составил $D=2\Delta z 2H/\lambda_a=4{,}5$ мм.

Синтезированная голограмма помещалась во входную плоскость оптической установки, функциональная схема которой показана на фиг. 1. Установка состояла из лазерного источника света (ЛГ-38) и коллиматора *1*; входной плоскости P_1, в которую устанавливалась голограмма *2*; двух софокусных сферических линз $Л_1$ *3* и $Л_2$ *5*, осуществляющих прямое и обратное преобразование Фурье; перестраиваемого режекторного пространственного фильтра *4*, установленного в фокусе линз $Л_1$ и $Л_2$; двух плоскопараллельных зеркал *6*, *7*, образующих оптический волновод; лин-

[1] Голограмма была изготовлена Н. Р. Поповой.

зы $Л_3$ *8*, служащей для увеличения и отображения восстановленного изображения на плоскость наблюдения и регистрации *9*.

При освещении голограммы плоской волной когерентного света в задней фокальной плоскости $Л_1$ на оси ξ, параллельной z, формируется пространственный спектр функции $\Psi(z)$, представляющий ее фурье-преобразование, т. е. $F_\xi[\Psi(z)]=\mathscr{F}(\xi-\xi_0)=\mathscr{F}(\zeta)$. Спектр $\mathscr{F}(\zeta)$ формируется вокруг точки $\zeta_0=\lambda_0 f_1/4\Delta z$, соответствующей несущей пространственной частоте голограммы. В симметричной относительно начала координат точке $(-\xi_0)$ формируется спектр $\mathscr{F}(-\xi, +\xi_0)=\mathscr{F}^*(\xi-\xi_0)=\mathscr{F}^*(\zeta)$, где значок * означает комплексное сопряжение, а $\zeta=\xi-\xi_0$. Спектр $\mathscr{F}^*(\zeta)$ вырезается режекторным фильтром, представляющим собой щелевую диафрагму, ограничивающую узкую область по оси η вблизи $\eta=0$ и заданный отрезок на оси ξ. Фокусное расстояние f_2 линзы $Л_2$ выбиралось из условия $f_1/f_2=D/h=6$, которое обеспечивает согласование размера отфильтрованного изображения поля $\Psi(z)$ с размерами торца волновода по оси z_1. Поскольку отфильтрованный спектр $\mathscr{F}^*(\zeta)$ сдвинут на пространственную частоту ζ_0 то фазовый фронт полученного изображения поля $\Psi(z)$ повернут относительно оси y на угол $\alpha_0=\xi_0/f_2=\lambda_0 f_1/4\Delta z f_2=0{,}04$ рад. Поэтому волновод также развернут по своей оси на величину угла. Из-за этого истинный размер проецируемого изображения поля $\Psi(z)$ на входной торец волновода отличается от заданного на величину $\Delta h=h(1-\cos\alpha_0)\simeq 0{,}6$ мкм. Хотя величина Δh очень мала, поворот волновода необходим, поскольку угол α_0 много больше углов распространения нормальных волн в оптическом волноводе.

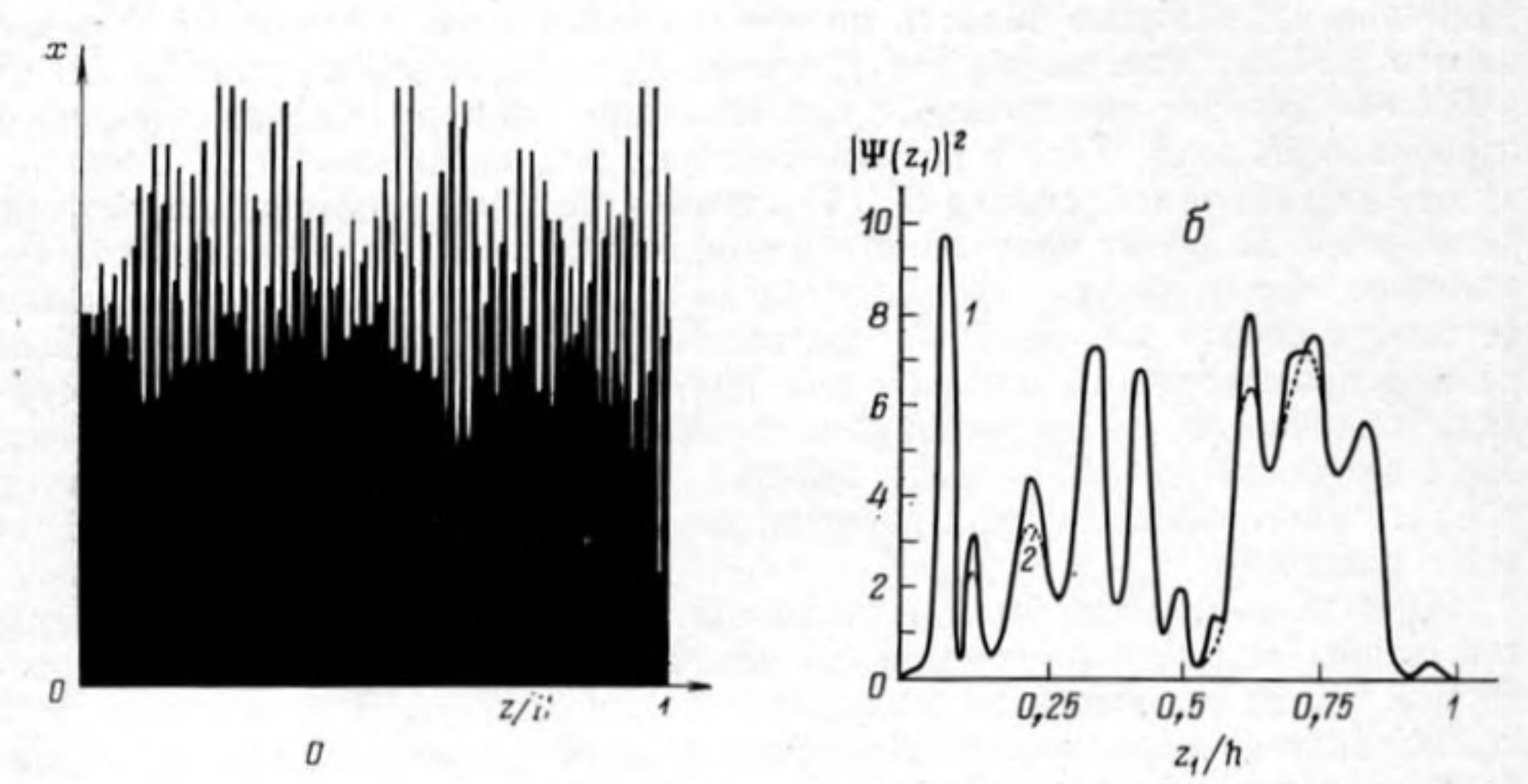
Зеркала волновода были выполнены в виде трапеций и установлены так, чтобы заданное расстояние до источника r связывало входной и выходной торцы волновода на их пересечении с осью y_1. В этом случае восстановленное изображение источника в сечении формируется точно на выходном торце волновода. Это изображение очень мало, и для его увеличения используется линза $Л_3$ с фокусным расстоянием f_3, связанным с расстояниями a и b (см. фиг. 1) по формуле линзы $1/a+1/b=1/f_3$, где расстояние a отсчитывается от оси z_2. Таким образом, линза $Л_3$ формирует в плоскости наблюдения и регистрации (x_3, z_3) резкое изображение выходного торца волновода.

Поскольку качество восстановленного изображения (и даже сама возможность восстановления) существенно зависит от точности юстировки всей оптической схемы, обсудим более подробно возможные погрешности. Предельно допустимыми считались такие погрешности, которые приводят к изменению разности фаз между модами, распространяющимися в оптическом волноводе на расстояние r, меньшей π. В приближении малых углов разность хода между l-й и m-й модами выражается соотношением $\Delta=(\lambda_0^2/8h^2)r(l^2-m^2)$. Если, например, $h'=h+\Delta h$ и $l=L$, $m=1$ (при этом разность Δ максимальная), то $\Delta_1=(\lambda_0^2/8h^2)r(L^2-1)$, $\Delta_2=\lambda_0^2 r(L^2-1)/8(h+\Delta h)^2$ и $\Delta_1-\Delta_2\leqslant\lambda_0/2$. Полагая, что $\Delta h/h\ll 1$, получаем оценку допустимой ошибки установки зазора волновода $\Delta h\leqslant 2h^3/\lambda_0 r(L^2-1)\approx 35$ мкм. Конструкция и крепление зеркал позволили обеспечить точность измерения зазора Δh порядка 10 мкм. Поскольку угловые единицы допустимых погрешностей выставления волновода по оси y_1 очень малы, оптическая ось волновода юстировалась по изображению в плоскости (x_3, z_3), расположенной на достаточно большом расстоянии от плоскости (x_2, z_2) без линзы $Л_3$. В этом случае малые угловые перемещения волновода оказалось возможным измерить обычными оптическими средствами.

Качество восстановленного изображения также зависит от точности установки голограммы в передней фокальной плоскости линзы $Л_1$ и точности установки общих фокусов линз $Л_1$ и $Л_2$ в общей плоскости (ξ, η). При несофокусном расположении линз $Л_1$ и $Л_2$ размер изображения $\Psi(z)$ изменяется в зависимости от точности установки голограммы. Однако и при софокусных линзах $Л_1$ и $Л_2$ (т. е. неизменном размере изображения $\Psi(z)$) неточная установка голограммы приводит к фазовому искажению спектра $\mathscr{F}(\zeta)$ в плоскости (ξ, η) [5], который умножается на функцию $\exp[(\pi\zeta^2/\lambda f_1)(1-d_1/f_1)]$, где d_1 — расстояние по оси y от линзы $Л_1$ до го-

лограммы, что можно интерпретировать как сдвиг плоскости наблюдения, при неизменной длине оптического волновода, на расстояние $\Delta R = f_1(1-d_1/f_1)\lambda_0 H^2/\lambda_a D^2$.

Перейдем теперь к описанию полученных результатов. На фиг. 2, *а* представлена фотография оптической голограммы, синтезированной по полю $\Psi(z)$. На фиг. 2, *б* сплошной линией показан результат фотометрирования увеличенного оптического изображения поля, проецируемого на входной торец волновода — кривая *1*, и пунктирной линией — рассчитанное распределение $|\Psi(z)|^2$ — кривая *2*. Сравнивая кривые *1* и *2*, можно убедиться в том, что они хорошо согласуются друг с другом. Небольшое отличие в амплитудах отдельных максимумов, по-видимому, связано с не-



Фиг. 2. *а* — голограмма, синтезированная по полю $\Psi(z)$; *б* — результат фотометрирования оптического изображения поля

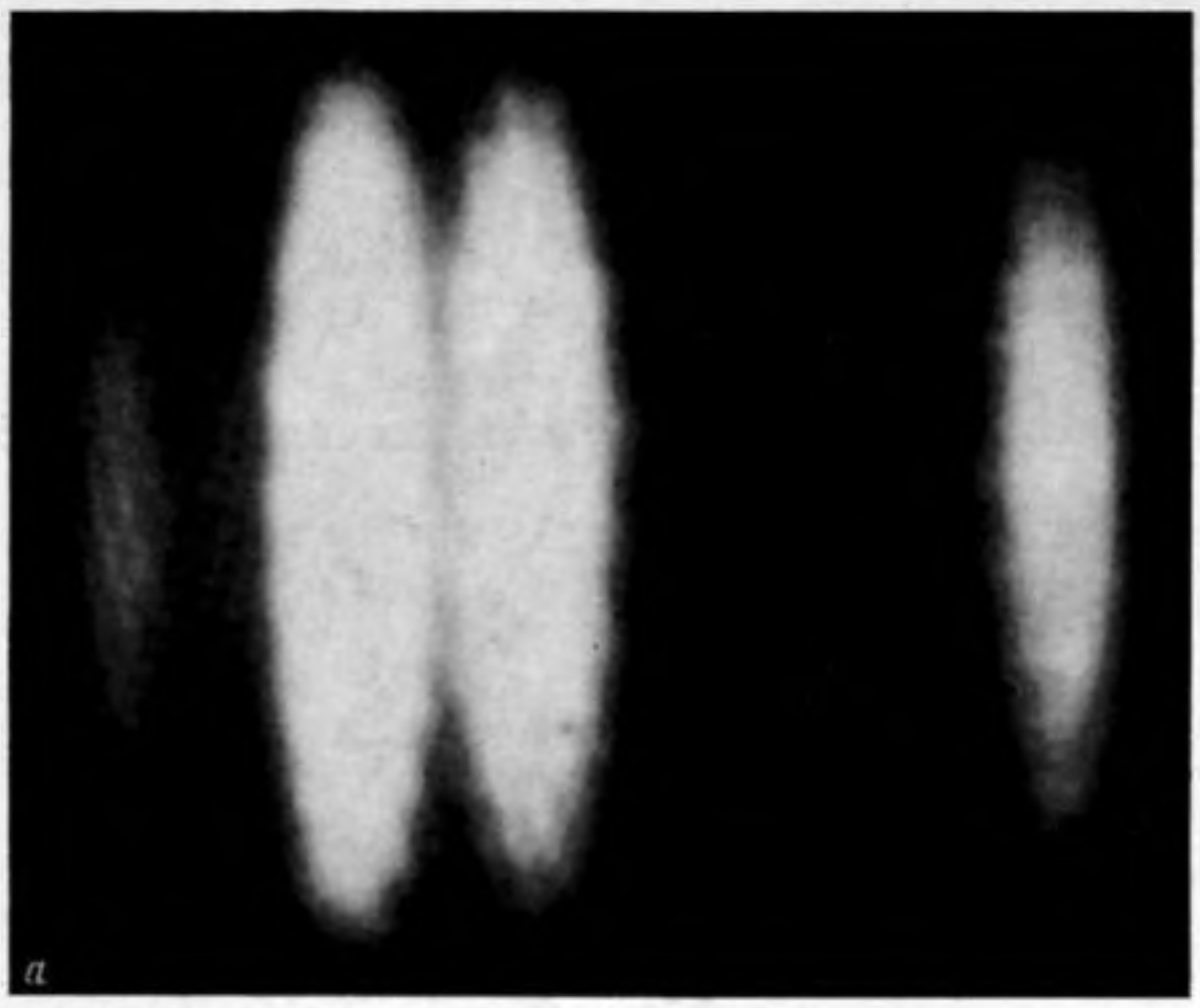
которой неравномерностью входного светового потока, освещающего голограмму. Полученное в задней фокальной плоскости линзы $Л_2$ распределение поля $\Psi^*(z_1')$ в отсутствие волновода при распространении в свободном пространстве на расстояние r трансформируется в плоскости (x_2, z_2) в картину мнимых источников, распределение поля в которой представляет собой преобразование Френеля от функции $\Psi^*(z_1')$ [6].

На фиг. 3, *а* дана фотография распределения поля в плоскости (x_2, z_2) в отсутствие волновода. Расстояние между двумя ближними источниками равно четверти расстояния между двумя дальними. Поскольку каждый мнимый источник формируется в основном из нескольких нормальных волн, распространяющихся под углами, близкими к угловому направлению на этот источник, количество мнимых источников зависит от заданного в функции $\Psi(z_1)$ числа L. В нашем случае при $L=14$ число мнимых источников не должно превышать 3. (Примечательно, что фронт $\Psi(z_1)$ тоже трансформируется в картину мнимых источников, но с помощью линзы, превращающей расходящиеся волны в сходящиеся.)

На фиг. 3, *б* показано оптическое изображение источника, восстановленного на выходном торце волновода. Яркая полоса, представляющая собой это изображение, расположена в точке $z_{20}=h/4$ и фокусируется в изображение фиг. 3, *б* на заданном расстоянии $r=190$ мм.

На фиг. 4 показан результат фотометрирования этого поля — кривая *2*. Полученное экспериментальное распределение поля $U(z_2)$ восстановленного источника было сопоставлено с расчетным. Поле $U(z_2)$ рассчитывалось по следующему выражению:

$$U(z_2)=\int_0^h \sum_{l=1}^{L} \exp\left[-ik_0 r\left(1-\frac{l^2\lambda_0^2}{8h^2}\right)\right] \sin\frac{l\pi z_1'}{h}\times$$

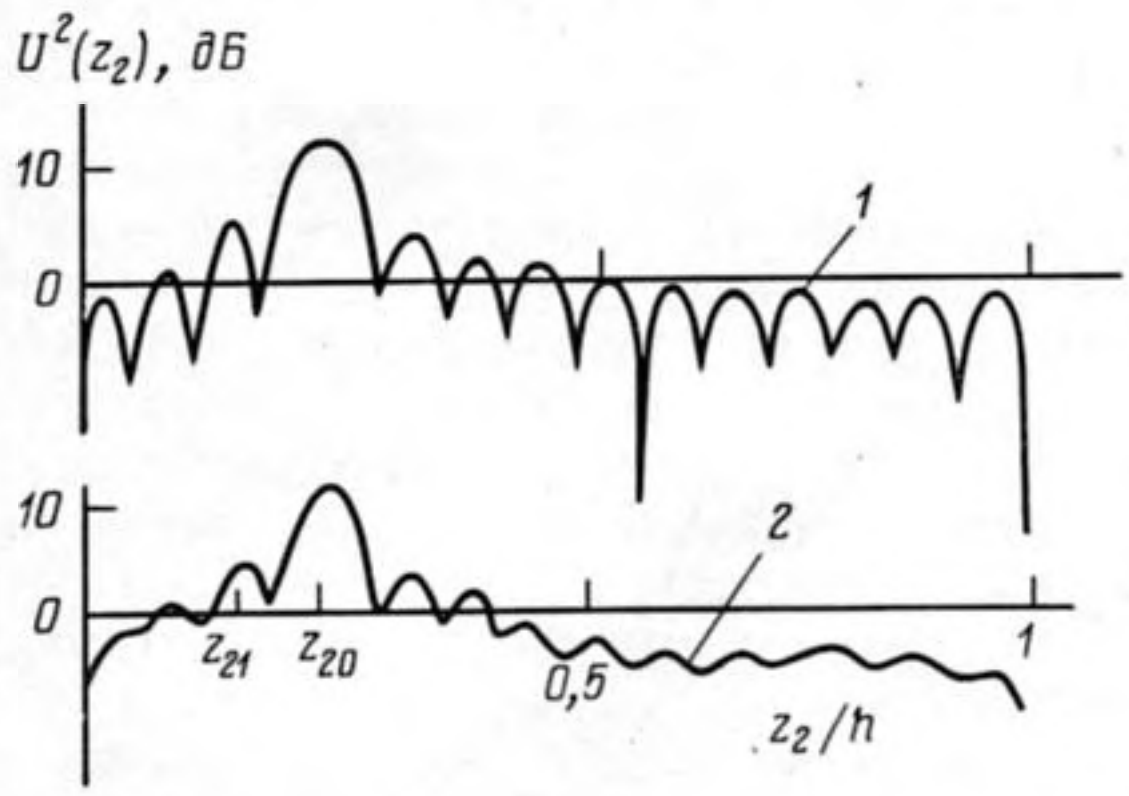


Фиг. 3. Фотографии распределений поля в плоскости выходного торца волновода; *а* – изображение поля в отсутствие волновода, *б* – изображение поля на выходном торце волновода

$$\times\sin\frac{l\pi z_{20}}{h}\sum_{m=1}^{L}\exp\left[ik_0r'\left(1-\frac{m^2\lambda_0^2}{8h^2}\right)\right]\sin\frac{m\pi z_2}{h}\times$$

$$\times\sin\frac{m\pi z_1'}{h}\,dz_1'=\frac{h}{2}\sum_{l=1}^{L}\sin\frac{l\pi z_{20}}{h}\sin\frac{l\pi z_2}{h},$$

где $z_{20}=z_0\lambda_0m/\lambda_a=H\lambda_0/4\lambda_a=h/4$, $m\approx26$; $k_0=2\pi/\lambda_0$. Результат расчета показан на фиг. 4 – кривая *1*. Видно, что экспериментальное и расчетное распределения хорошо согласуются как по величине и ширине главного



Фиг. 4. Распределение поля на выходном торце волновода (в логарифмическом масштабе)

максимума, так и по числу добавочных максимумов. Так, отношение интенсивности поля в точке z_{20} к интенсивности первого добавочного максимума в точке z_{21} в эксперименте равно 10 дБ, а расчетное значение – 11,6 дБ. Уровни боковых лепестков более высоких порядков в экспериментальном и расчетном распределениях поля источника отличаются друг от друга более заметно. Это связано в основном с неравномерностью входного амплитудного распределения в освещающем голограмму пучке.

Отметим, что изображение источника в волноводе будет восстанавливаться не только на заданном расстоянии r от входной плоскости, но и в

других, так называемых синфазных сечениях, отстоящих от плоскости первого изображения на расстоянии $r_s=8h^2s/\lambda_0$, где s — целое число. Подробные сведения о синфазных сечениях можно найти в работе [7].

Проведенный эксперимент, таким образом, подтверждает возможность восстановления акустических голограмм точечного источника, расположенного в однородном слое, предложенным в работах [1, 2] методом оптического моделирования.

Авторы благодарят Попову Н. Р. за помощь в изготовлении голограммы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Зуйкова Н. В., Свет В. Д.* Исследование возможности создания оптического согласованного фильтра для обработки акустических сигналов.– В кн.: II Всесоюз. семинар по физике акусто-гидродинамических явлений и оптоакустике. М.: Наука, 1980.
2. *Зуйкова Н. В., Свет В. Д.* Об одном оптическом методе восстановлении акустической голограммы точечного источника, расположенного в неоднородном волноводе.– Акуст. журн., 1981, т. 27, № 4, с. 513–519.
3. *Полянский Э. А.* Метод коррекции диффузного приближения Г. Д. Малюженца и некоторые его приложения. II.– Акуст. журн., 1982, т. 28, № 6, с. 816–826.
4. *Ярославский Л. П., Мерзляков Н. С.* Цифровая голография. М.: Наука, 1982.
5. *Гудмен Дж.* Введение в фурье-оптику. М.: Мир, 1970.
6. *Бреховских Л. М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1957.
7. *Григорьева Е. Е., Семенов А. Т.* Волноводная передача изображений в когерентном свете (обзор).– Квантовая электроника, 1978, т. 5, № 9, с. 1877–1895.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6.VI.1983