АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXV 1989 Вып. 6

УДК 681.7.068

ОПТОВОЛОКОННЫЙ ИНТЕНСИМЕТР ©

Лямшев Л. М., Смирнов Ю. Ю.

В статье рассмотрены возможности предложенного оптоволоконного акустооптического преобразователя, использующего поляризационную модуляцию световой волны. Показано, что с его помощью можно, в частности, одновременно определять звуковое давление, градиент давления и интенсивность звука. Проведено сравнение результатов экспериментов по определению интенсивности звука с помощью пьезокерамических приемников и рассмотренного оптоволоконного преобразователя. Получено удовлетворительное совпадение результатов измерений.

Уже в первых работах, посвященных акустооптическим преобразователям, использующим волоконные световоды, был проделан ряд оценок, указывающих на высокие потенциальные возможности таких преобразователей [1, 2]. Значительная часть этих оценок получила экспериментальное подтверждение в последующих исследованиях, показавших, что по основным характеристикам, таким, как порог чувствительности, динамический диапазон и т. п., датчики акустических колебаний на основе волоконных световодов могут успешно конкурировать с традиционными пьезокерамическими приемниками [3]. Вместе с тем главный выигрыш от использования оптоволоконных приемников ожидается в расширении функциональных возможностей приемных устройств благодаря простым способам создания оптоволоконных приемников с распределенными параметрами, а также преобразованию и обработке информации непосредственно в оптическом тракте.

Иллюстрацией некоторых из таких возможностей являются изложенные в предлагаемой работе результаты исследования одноволоконного поляризационного акустооптического преобразователя, позволяющего, как показано ниже, производить одновременные измерения нескольких характеристик акустического поля (звукового давления, градиента давления и акустической интенсивности).

Стандартная оптическая схема поляризационного акустооптического преобразователя (рис. 1, *а*, см., например, [4, 5]) подразумевает наличие лазера *1*, фазовой пластины *2*, волоконного световода *3*, обладающего собственным или наведенным двулучепреломлением, поляризационного анализатора *4* и фотоприемника *5*.

Поляризационная модуляция, как известно [6], имеет место при наличии анизотропных напряжений и деформаций (скрутка, сжатие, изгиб), обусловливающих двулучепремление в одномодовых волоконных световодах (ВС). В таком анизотропном оптическом волокне оказывается возможным распространение двух ортогонально-поляризованных световых волн с различными фазовыми скоростями.

Для описания их распространения в световоде удобно использовать уравнения связанных волн

$$\frac{\partial}{\partial z}\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i\beta_1 & \alpha \\ \alpha & i\beta_2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}, \tag{1}$$

где E_x, E_y — декартовы компоненты светового поля, β_1, β_2 — постоянные распространения мод идеального анизотропного световода с линейным двулучепреломлением, α — коэффициент межмодовой связи. Решение уравнения (1) определяет матрицу линейного преобразования компонент световой волны участком световода (матрицу Джонса).

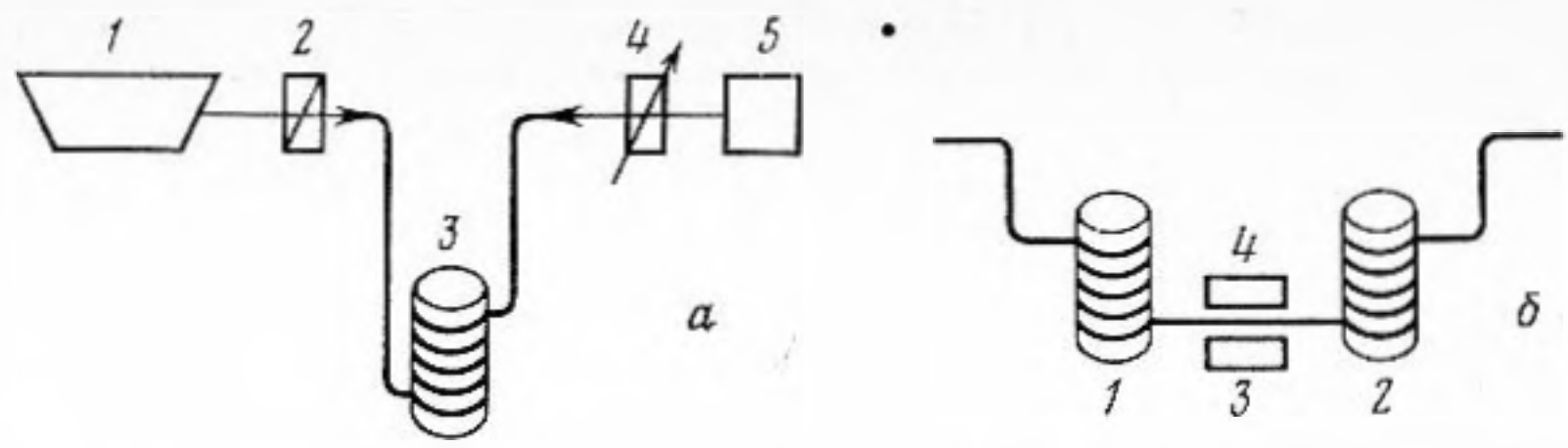

Рис. 1. Поляризационные акустооптические преобразователи

Если взаимодействием невырожденных линейно поляризованных мод одномодового световода можно пренебречь (идеальный анизотропный световод), то для светового поля на выходе световода справедливо

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{i\Delta\beta L/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\Delta\beta L/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ be^{i\sigma} \end{pmatrix}$$

где a, $be^{i\sigma}$, E_x, E_y — комплексные амплитуды компонент поля соответственно на входе и выходе световода длиной L с линейным двулучепреломлением $(\Delta\beta L) \equiv (\beta_2 - \beta_1) L$.

Воздействие акустической волны на световод вызывает изменение его параметров (длины, постоянных распространения и т. п.) и соответственно изменение матрицы, описывающей его передаточные характеристики. Для интенсивности света I после поляризационного анализатора можно записать

$$I = a^2 \cos^2 \theta + b^2 \sin^2 \theta + ab \sin 2\theta \cos [\Delta\beta L + \delta + \delta\varphi(p)]$$

где θ — азимут поляризационного анализатора, $\delta\varphi(p)$ — изменение двулучепреломления $\Delta\beta L$ под действием звукового давления p.

При $\delta\varphi(p) \ll 1$ сигнал поляризационного акустооптического преобразователя, как известно, пропорционален $\delta\varphi$: $U \sim \sin 2\theta ab \sin(\delta + \Delta\beta L) \delta\varphi(p)$, и несложно убедиться, что в световоде с постоянными по длине характеристиками изменения двулучепреломления отдельных участков световода складываются и сигнал приемника пропорционален сумме приращений двулучепреломления на этих участках или другими словами сумме сдвигов фаз между ортогональными компонентами световой волны.

Для световода с непостоянными по длине характеристиками изменение компонент световой волны и соответственно зависимость сигнала преобразователя от внешнего воздействия имеет более сложный характер. Рассмотрим, например, акустооптический преобразователь, в котором приемная часть (рис. 1, *б*) представляет собой световод, последовательно навитый на два разнесенных в пространстве цилиндра *1*, *2*. На расположенном между цилиндрами участке световода *3* с помощью струбцины *4* (или нескольких струбцин) обеспечиваются анизотропные деформации. Для световода со слабым собственным двулучепреломлением это соответствует двум регулярным отрезкам *1*, *2* идеального световода с матрицами

$$T_1 = \begin{pmatrix} e^{i\varphi_1/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi_1/2} \end{pmatrix}, \quad T_2 = \begin{pmatrix} e^{i\varphi_2/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi_2/2} \end{pmatrix}$$

и соединительному участку *3* с некоторой матрицей $\tau = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix}$. С учетом, того, что полная матрица $T_{\text{полн}}$ такого световода равна последовательному произведению матриц отдельных участков ($T_{\text{полн}} = T_2 \cdot \tau \cdot T_1$), для светового поля на выходе световода справедливо:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = T_{\text{полн}} \begin{pmatrix} a \\ be^{i\delta} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} a e^{i(\varphi_1+\varphi_2)/2} + a_{12} b e^{i[\delta + (\varphi_2 - \varphi_1)/2]} \\ a_{21} a e^{-i(\varphi_2-\varphi_1)/2} + a_{22} b e^{-i[(\varphi_2+\varphi_1)/2 - \delta]} \end{pmatrix},$$

где φ_1, φ_2 — значения двулучепреломления соответствующих участков световода.

Пренебрегая оптическими потерями, матрицы можно считать унитарными (или с учетом нормировки унимодулярными), тогда матрица τ представима в виде

$$\tau=\begin{pmatrix} Ae^{i\gamma} & Be^{i\delta} \\ -Be^{-i\delta} & Ae^{-i\gamma} \end{pmatrix}, \quad A^2+B^2=1,$$

где A, B — действительные числа. Будем считать, что звуковая волна воздействует на участки *1*, *2* и вызывает таким образом изменение их двулучепреломления: $\varphi_1=\varphi_1^0+\Delta\varphi_1$; $\varphi_2=\varphi_2^0+\Delta\varphi_2$. Здесь φ_1^0 и φ_2^0, $\Delta\varphi_1$ и $\Delta\varphi_2$ — соответственно постоянные и переменные составляющие двулучепреломления этих участков.

Введем для удобства обозначения $\xi_1=\varphi_1^0+\delta$, $a=I_0^{1/2}\cos\theta_1$, $b=I_0^{1/2}\sin\theta_1$, $A=\cos U$, $B=\sin U$. Здесь I_0 — интенсивность света на входе в световод. Тогда при $\Delta\varphi_1$, $\Delta\varphi_2\ll 1$ для переменной части интенсивности света можно записать

$$I_{\text{сигн}}=\frac{I_0}{2}\{\Delta\varphi_1[-\sin 2\theta_1\cos 2\theta\sin^2 U\sin(\gamma-\delta+\xi_1)]+$$

$$+\Delta\varphi_2[\cos 2\theta_1\sin 2\theta\sin 2U\sin(\gamma+\delta+\varphi_2^0)]-(\Delta\varphi_1+\Delta\varphi_2)[\sin 2\theta_1\sin 2\theta\cos^2 U\times$$

$$\times\sin(2\gamma+\xi_1+\varphi_2^0)]+(\Delta\varphi_2-\Delta\varphi_1)[\sin 2\theta_1\sin 2\theta\sin^2 U\sin(\varphi_2^0-\xi_1+2\delta)]\}.$$

Из соотношения следует, что сигнал акустооптического преобразователя определяется линейной комбинацией $\Delta\varphi_1$ и $\Delta\varphi_2$ с коэффициентами, зависящими от характеристик оптической системы в целом. Для упрощения анализа полученного выражения положим $2\theta_1=\pi/4$, $2\gamma+\varphi_2^0+\xi_1=m\pi$, $2\delta+\varphi_2^0-\xi_1=l\pi$, где m, l — целые числа. Выполнения этих условий можно добиться, поместив, например, оптические компенсаторы на входе и выходе световода. Тогда $I_{\text{сигн}}=I_0\sin 2U(\Delta\varphi_1\cos 2\theta-\Delta\varphi_2\sin 2\theta)/2$. Поскольку в участке световода с регулярными по длине характеристиками изменение двулучепреломления $\Delta\varphi_i$ пропорционально акустическому давлению $p_i(\Delta\varphi=\alpha p)$, действующему на соответствующий участок световода, а сигнал фотоприемника в свою очередь пропорционален интенсивности света, то для переменной составляющей напряжения на выходе фотоприемника можно записать $U_{\text{сигн}}=P_{\text{опт}}(GS_{\text{к}}R_{\text{н}})\alpha\sin 2U(p_1\cos 2\theta-p_2\sin 2\theta)$, где $S_{\text{к}}$ — чувствительность фотокатода, G, $R_{\text{н}}$ — соответственно коэффициент усиления и нагрузочное сопротивление фотоприемника, α — крутизна акустооптического преобразования (рад/Па). Из полученного соотношения следует, что, меняя азимут θ поляризационного анализатора, можно измерять давление, действующее на любой из двух участков световода *1*, *2*, а также получать сигнал, зависящий от суммы либо разности давлений (градиента давления). Соответственно, пространственно разделяя световой пучок на выходе световода, можно осуществить одновременное измерение указанных параметров с помощью по-разному ориентированных поляризационных анализаторов. Кроме того, это дает возможность определения звуковой интенсивности через мнимую часть взаимного спектра двух сигналов фотоприемников, принимающих, например, градиент давления и сумму давлений либо звуковые давления в близкорасположенных точках пространства.

Известные методы определения интенсивности звука I_s оперируют, как правило, с формулами $I_s=\mathrm{Im}[S_{12}(\Omega)]/(\rho\Delta r\Omega)$ (метод двух микрофонов) и $I_s=\mathrm{Im}[S_{DS}(\Omega)]/(2\rho\Delta r\Omega)$ (метод суммы и разности), где ρ — плотность среды, Δr — расстояние между приемниками, Ω — акустическая частота, $\mathrm{Im}[S(\Omega)]$ — мнимая часть взаимного спектра соответствующих сигналов. В рассмотренном преобразователе сигналы каналов оптического приемника U_1, U_2 в общем случае, как показано выше, пропорциональны линейным комбинациям действующих на приемные элементы звуковых давлений:

$$\begin{pmatrix} U_1(t) \\ U_2(t) \end{pmatrix}=C\begin{pmatrix} p_1(t) \\ p_2(t) \end{pmatrix}, \text{ где } C=\begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} \\ c_{21} & c_{22} \end{pmatrix}. \tag{2}$$

Отсюда непосредственно следует, что $\mathrm{Im}(S_\Omega(p_1,\ p_2)]=\mathrm{Im}[S_\Omega(U_1,\ U_2)]/$

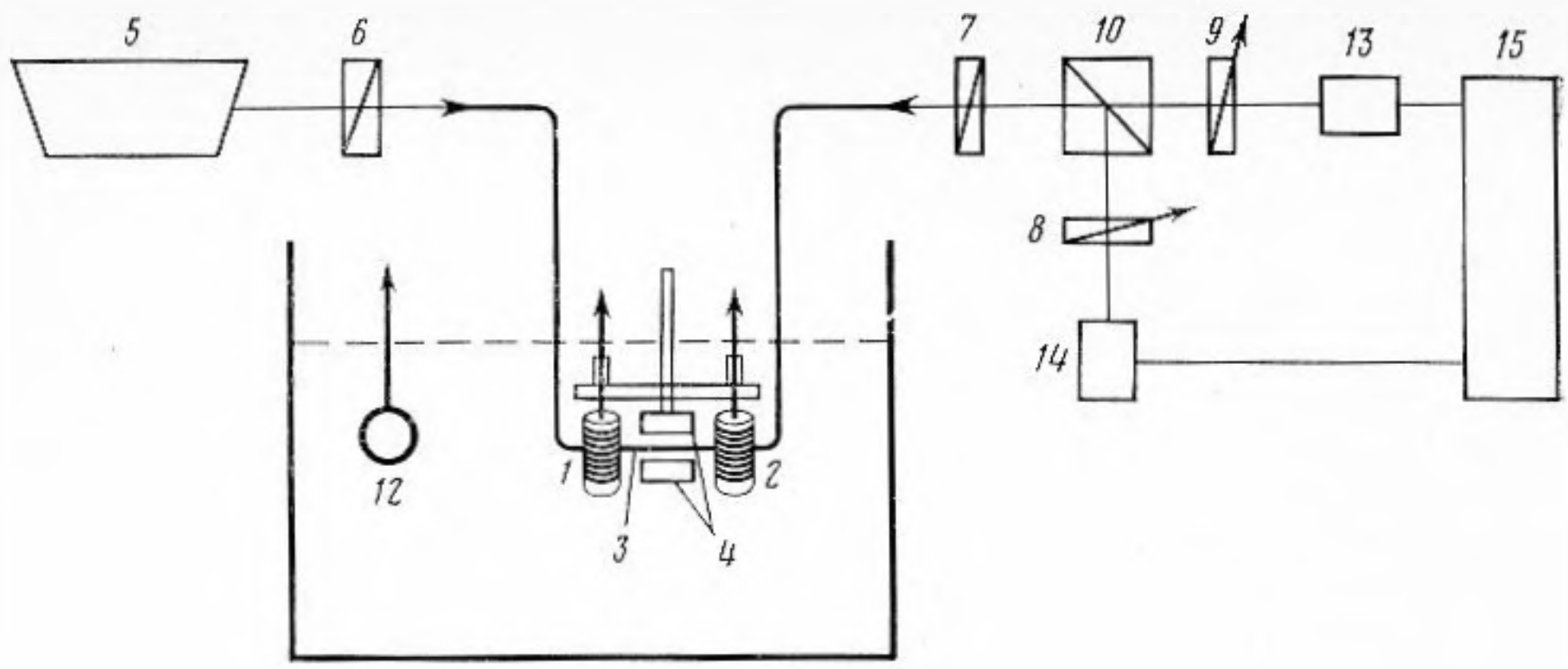

Рис. 2. Схема экспериментальной установки

$/(\det C)$, и соответственно интенсивность звука определяется соотношением $I_s(\Omega)=\mathrm{Im}[S_\Omega(U_1, U_2)]/(\rho\Delta r\Omega \det C)$.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2. В эксперименте было проведено прямое сравнение результатов измерений интенсивности звука с помощью пьезокерамических гидрофонов и оптоволоконного преобразователя. С этой целью световод был навит на два цилиндрических пьезогидрофона в полиуретановом покрытии диаметром 10 мм каждый, прикрепленных к металлической пластине на расстоянии $\Delta r=30$ мм друг от друга. На той же пластине было закреплено прижимное устройство (струбцина), между пластинами которого помещался соединительный участок световода *3*. Струбцина *4* обеспечивала возможность поворота пластин вокруг оси этого участка с целью изменения направления одноосной деформации соединительного участка световода при настройке оптоволоконного преобразователя.

В эксперименте были использованы He – Ne лазер *5* с оптической мощностью $P=1{,}5$ мВт, одномодовый кварцевый световод в лаковом покрытии (длина волны отсечки $\lambda_{\text{отс}}=0{,}55$ мкм, длина биений $l_б=2$ см). Длина световода, навитого на каждый из пьезогидрофонов, составляла 2 м. Настройка оптоволоконного преобразователя на определенные значения элементов матрицы C, определявшие отклик каждого из выходных каналов преобразователя к звуковому давлению, действующему на приемные элементы *1*, *2*, осуществлялась с помощью наборов фазовых пластин *6*, *7* соответственно на входе и выходе световода, а также с помощью винта прижимного устройства *4*, регулировавшего сжатие соединительного участка световода *3*. Оси поляризационных анализаторов *8*, *9* на выходах светоделителя *10* были ориентированы под углом 45° друг к другу. Пьезогидрофоны *1*, *2*, на которые был навит световод, помещались в ванну с водой *11* в одной плоскости с излучателем *12*, возбуждавшим акустическое поле в ванне. Регистрирующая аппаратура помимо фотоприемников *13*, *14*, включала в себя приемный блок *15*, состоявший из двухканального усилителя, спектроанализатора, двух вольтметров и фазометра. Фазовая неидентичность каналов усилителя не превышала 1° в диапазоне частот 0,2–15 кГц.

В эксперименте была определена зависимость принимаемой акустической интенсивности от угла $\varkappa$ между осью, соединяющей пьезогидрофоны с навитым на них световодом, и направлением на акустический излучатель (рис. 3). Эта зависимость была определена, как с помощью оптоволоконного преобразователя (кривая *1*), так и с помощью пьезогидрофонов (кривая *2*). Элементы матрицы, необходимые для определения интенсивности звука, определялись из уравнений (2), связывающих амплитуды сигналов пьезогидрофонов и сигналов оптических каналов. Значения элементов уточнялись путем поочередного возбуждения пьезогидрофонов электрическим сигналом, а также их одновременного возбуждения в фазе и противофазе и сопоставления с соответствующими откликами оптических каналов.

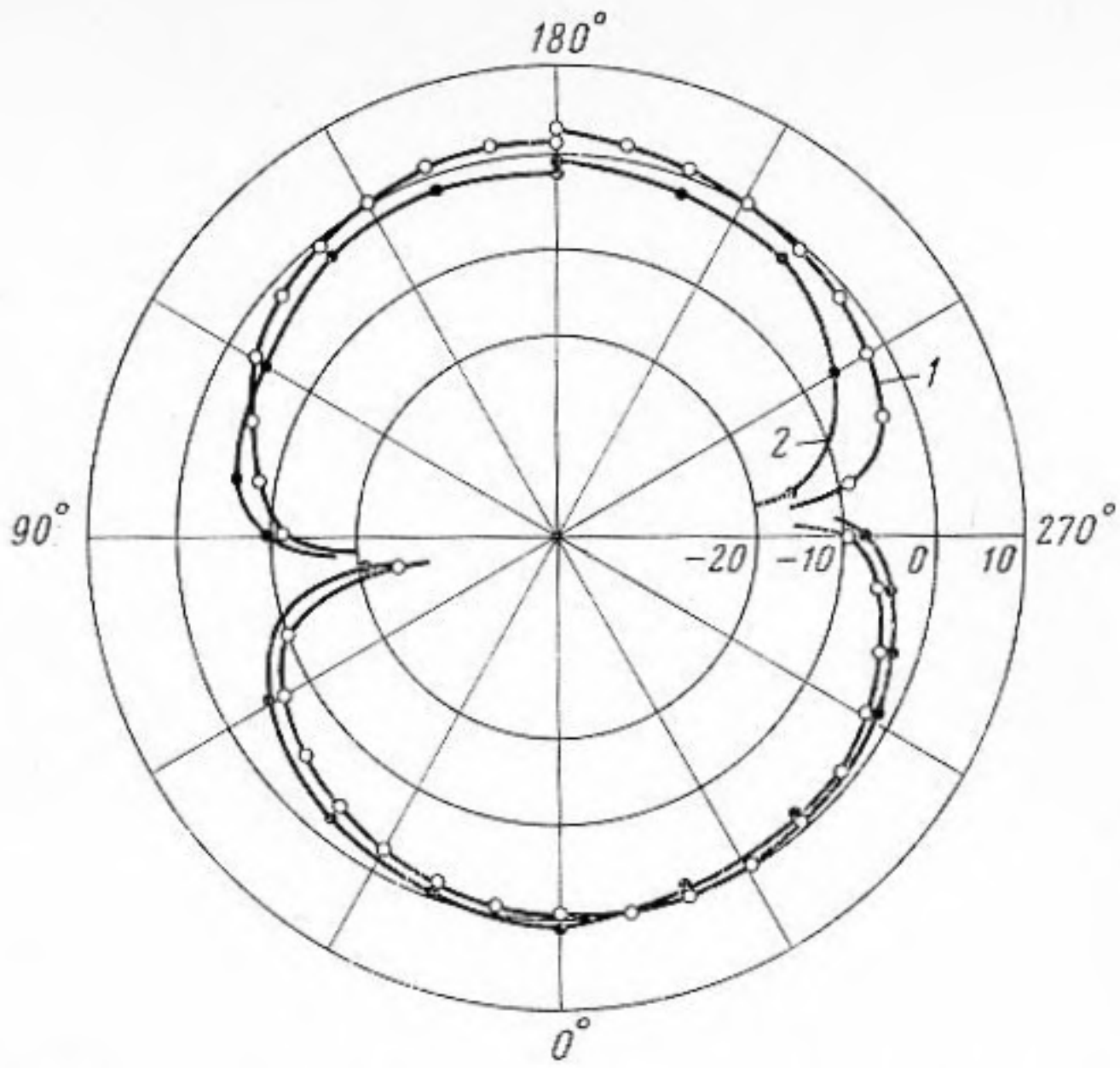

Рис. 3. Зависимость интенсивности от направления оси приемника

Приведенные характеристики измерены на частоте $f=3{,}7$ кГц. Ноль децибел соответствует значению интенсивности $I_s=2{,}3$ мВт/м^2. При этом характеристика *1* соответствует следующим значениям элементов матрицы:

$$C=\begin{pmatrix} 10{,}1\pm0{,}9 & -16{,}7\pm0{,}9 \\ 3{,}6\pm0{,}7 & 2{,}3\pm0{,}7 \end{pmatrix}$$

и значению детерминанта $\det C=83{,}3\pm24{,}0$. Значение детерминанта приведено в единицах $(S_1\cdot S_2\cdot G_1\cdot G_2)$, где $S_1=31$ мкВ/Па, $S_2=33$ мкВ/Па — чувствительности пьезогидрофонов, $G_1=G_2=250$ — усиление каналов усилителя. Ошибка эксперимента определялась точностью измерения значения $\det C$ и составляла около 1,5 дБ. Она превышала систематическую ошибку метода, составляющую в условиях эксперимента около 3%.

Расхождение между измеренными с помощью пьезокерамических гидрофонов и оптоволоконного преобразователя характеристиками не превышает ошибки эксперимента (рис. 3). Были также измерены угловые зависимости акустической интенсивности при других значениях $\det C$. Они отличались от характеристики *1* на рис. 3 не более, чем на 1 дБ. Это свидетельствует об удовлетворительной повторяемости результатов в лабораторных условиях.

Таким образом, приведенные экспериментальные результаты подтверждают возможность измерения интенсивности звука с помощью предложенного оптоволоконного преобразователя и свидетельствуют также о возможности одновременного определения ряда других характеристик акустического поля, таких, как среднее звуковое давление, градиент давления или звуковые давления в двух точках.

Заметим в заключение, что рассмотренные выше принципы определения характеристик акустического поля могут быть реализованы также с помощью двухмодовых (многомодовых) или связанных одномодовых световодов.

Авторы благодарят В. А. Вагапова и А. И. Калыгина за сотрудничество.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Cole J. H., Johnson R. L., Bhuta P. G.* Fiber optic detection of sound // JASA. 1977. V. 62. № 5. P. 1136–1138.
2. *Bucaro J. A., Dardy H. D., Carome E. P.* Fiber optic hydrophone // JASA. 1977. V. 62. № 5. P. 1302–1304.
3. *Giallorenzi T. G., Bucaro J. A., Dandride A., Cole J. H.* Optical fiber sensors challenge the competition // IEEE Spectrum. 1986. V. 23. № 9. P. 44–49.
4. *Rashleigh S. C.* Acoustic sensing with a single coiled monomode fiber // Opt. Lett. 1980. V. 5. № 9. P. 392–394.
5. *Лямшев Л. М., Смирнов Ю. Ю.* Волоконно-оптический измерительный гидрофон // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 1. С. 140–141.
6. *Лямшев Л. М. Смирнов Ю. Ю.* Волоконно-оптические приемники звука // Акуст. журн. Т. 29. № 3. С. 289–308.

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

Поступила в редакцию
10.VII.1989