АКАДЕМИЯ НАУК СССР

АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXV МОСКВА • «НАУКА» Сентябрь

1989, Вып. 5 Октябрь

Основан в январе 1955 г. *Выходит 6 раз в год*

УДК 334:621.382; 534:535

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ДАТЧИК АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

Антонов С. Н., Речевский Е. Б.

Рассмотрены параметры волоконно-оптического датчика акустических колебаний (гидрофона). Показано, что частотный диапазон датчика, выполненного в виде цилиндрической катушки, определяется радиусом последней. Предложена конфигурация датчика в виде плоской катушки, существенно расширяющая частотный диапазон.

В последнее время стала очевидна перспективность волоконных световодов (ВС) для создания различных датчиков физических величин. Волоконно-оптические датчики акустических колебаний обладают рядом существенных преимуществ: они свободны от влияния электрических помех, могут работать в большом интервале температур и давлений, достаточно высокочастотны [1—4]. Данная работа посвящена изучению особенностей чувствительного элемента датчика акустических колебаний (гидрофона). Особое внимание уделено поиску оптимального расположения ВС в таком элементе.

Чувствительность волоконно-оптической системы к внешнему акустическому возмущению, характеризуемому давлением P, определяется следующим образом:

$$M = d\Phi/dP, \tag{1}$$

где $\Phi = (2\pi/\lambda_0)\, Ln$ — набег фазы собственной оптической моды, λ_0 — длина волны света в вакууме, L — длина ВС, n — показатель преломления сердцевины ВС. Для изотропного ВС из (1) следует

$$M = \frac{2\pi}{\lambda_0}\left\{\frac{dL}{dP}n + \frac{dn}{dP}L\right\}. \tag{2}$$

Первое слагаемое в (2) представляет собой изменение фазы света за счет изменения общей длины ВС. Для интересующего нас случая одноосного механического сжатия ВС имеем

$$\frac{1}{L}\frac{dL}{dP} = -\frac{1-2\nu}{Y}, \tag{3}$$

где ν — число Пуассона, Y — модуль Юнга. Второе слагаемое в (2) соответствует изменению фазы за счет фотоупругого взаимодействия акустической волны со светом. Иными словами, давление, оказываемое акустической волной на ВС, снимает вырождение между ортогонально поляризованными фундаментальными модами ВС. При этом разность показателей преломления для них записывается в виде [5]

$$\delta n = \frac{4n^3}{\pi}\frac{1+\nu}{Y}(p_{12} - p_{11})\,P, \tag{4}$$

© Издательство «Наука», «Акустический журнал», 1989 г.

где p_{11}, p_{12} — фотоупругие постоянные. Для плавленого кварца $n = 1{,}458$, $\nu = 0{,}17$, $Y = 1{,}9 \cdot 10^{11}$ Н/м^2, $p_{11} = 0{,}126$, $p_{12} = 0{,}274$. Подставляя в (4), получим $\delta n \approx CP$, где $C = 3{,}8 \cdot 10^{-12}$ Па$^{-1}$, P — давление [Па].

Пусть ВС окружен пластиковой оболочкой и погружен в воду, причем Z_1, Z_2 и Z_3 — акустические импедансы кварца, пластика и воды соответственно. По условиям эксперимента ВС находится в акустическом контакте с плотной средой — «стенкой». Акустическое поле с длиной волны $\Lambda \gg r$, где r — радиус ВС, модулирует давление по закону $P(t) = P_0 \sin \omega t$, где ω — круговая частота звука. Тогда для $\delta n(t)$ можно записать $\delta n(t) = \gamma C (2Z_3 W)^{1/2} \sin \omega t$, где W — интенсивность звука, $\gamma = 4/((1 + Z_2/Z_3)(1 + Z_1/Z_2))$.

Очевидно, что малость постоянной C приводит к использованию значительных длин ВС. Однако необходимое увеличение длины ВС привносит ряд принципиальных моментов. Во-первых, возникает необходимость компоновки ВС большой длины в небольшие структуры. Во-вторых, в реальном изотропном ВС вырождение оптических мод частично снимается за счет разного рода геометрических искажений типа изломов и изгибов, различных неоднородностей материала ВС. Возникающая нерегулярная анизотропия приводит к разнице скоростей оптических мод и образованию связи между ними, которая очень чувствительна к внешним воздействиям.

Рассмотрим ситуацию, когда компоновка изначально изотропного ВС в чувствительном элементе акустического датчика обуславливает появление индуцированной оптической анизотропии, величина которой значительно больше, чем нерегулярная анизотропия. Один из вариантов — намотка изотропного ВС на жесткий цилиндр в виде плотной (виток к витку) катушки. Возникающие при этом асимметричные напряжения в ВС индуцируют в нем двулучепреломление, причем одна принципиальная ось ВС лежит в плоскости изгиба, а другая ортогональна ей. Разность показателей преломления распространения света для этих осей задается выражением [5]

$$\Delta n = 0{,}25 n^3 (p_{11} - p_{12})(1 + \nu)(r/R)^2, \tag{5}$$

где R — радиус изгиба.

Отметим, что величина оптимального радиуса изгиба ВС ограничена снизу потерями мощности излучения, которые становятся значительными уже при $R/r \leqslant 40$ [6]. С другой стороны, как показали эксперименты, при $R/r \gtrsim 100$ свет в волокне сильно деполяризуется вследствие малости разности показателей преломления ($\sim 10^{-6}$), что снижает потенциальную чувствительность датчика в поляризационных схемах. Таким образом, в рассматриваемом случае анизотропный ВС помещен в акустическое поле и суммарное двулучепреломление можно записать как [7, 8]

$$\Delta n_c = (\Delta n^2 + \delta n^2 + 2\Delta n \delta n \cos 2\theta)^{1/2}, \tag{6}$$

где Δn и δn определяются из выражений (5) и (4) соответственно, θ — угол между «быстрой» оптической осью ВС и направлением сдавливающей силы. Чувствительность такого датчика получится из обобщения выражения (1):

$$M = \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{d}{dP} \int_0^L d(l \Delta n_c), \tag{7}$$

где $\Delta n = \Delta n_c(l)$ — функция длины относительно начала ВС.

При регистрации реальных акустических полей, как правило, $\theta = \pi/2$ и $\delta n \ll \Delta n$. В этом случае выражение (6) линеаризуется:

$$\Delta n_c \approx \Delta n + \delta n. \tag{8}$$

Зависимость же $\delta n(l)$ можно учесть, введя эффективную длину взаимодействия $L_{эф}$: $L_{эф} = DL$,

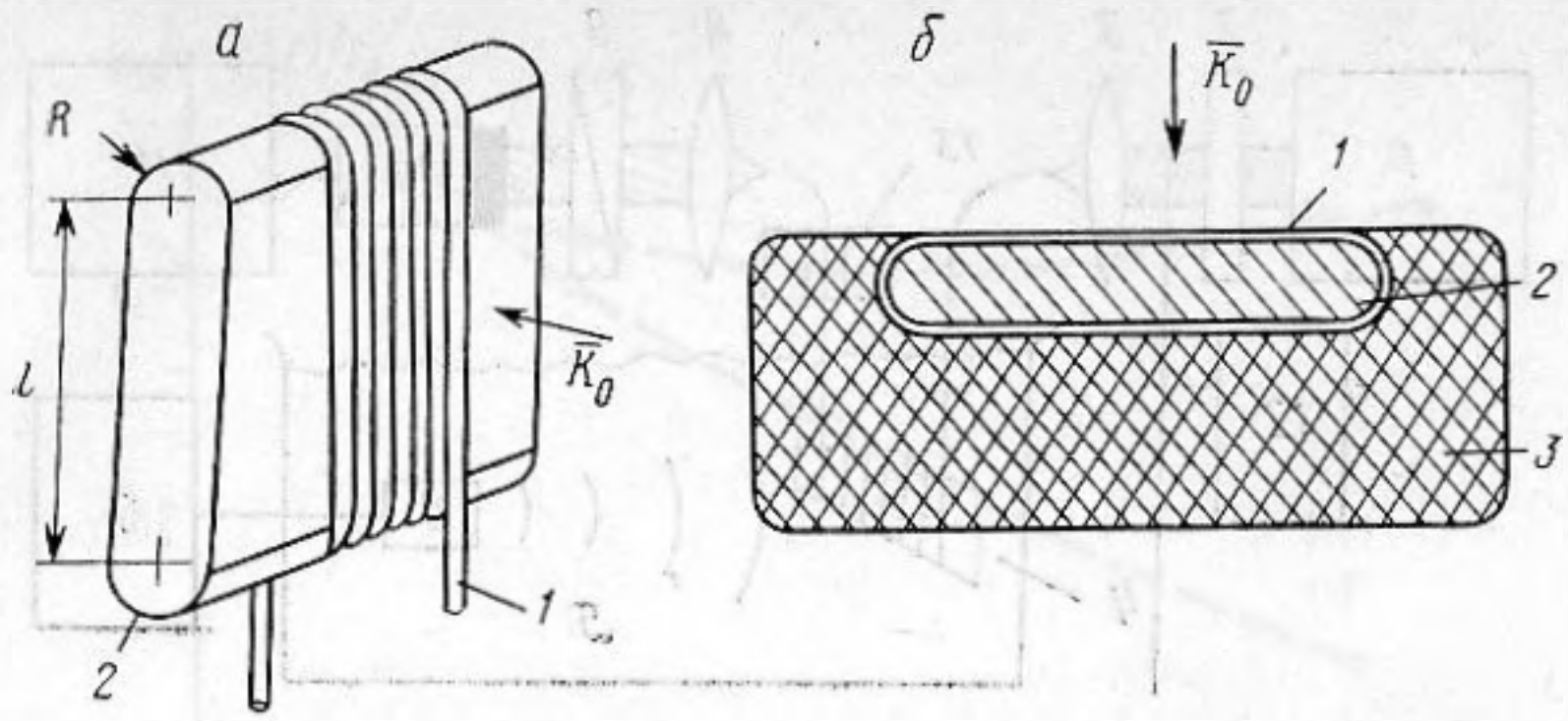

Рис. 1. Чувствительный элемент волоконно-оптического датчика акустических колебаний: *а* — конфигурация намотки световода; *б* — расположение звукопоглощающего материала; *1* — волоконный световод, *2* — металлический каркас, *3* — звукопоглощающий материал, k_0 — направление волнового вектора звука, l — длина прямолинейных участков

где

$$D = \frac{2}{\pi kR\left([J_1(kR)]^2 + [N_1(kR)]^2\right)^{1/2}} \tag{9}$$

— дифракционный множитель, являющийся решением задачи дифракции звука на цилиндре [9]. Здесь $k = 2\pi/\Lambda$, J_1 и N_1 — функции Бесселя и Неймана 1-го порядка соответственно.

Будем интересоваться оптической разностью фаз $\Delta\Phi$ между собственными модами:

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} L(\Delta n + D\delta n). \tag{10}$$

Соответственно для чувствительности получим

$$M = \frac{2\pi}{\lambda_0} L(CD + B\Delta n),$$
$$B = -\frac{1-2\nu}{Y}, \quad C = \frac{4n^3}{\pi}\frac{1+\nu}{Y}(p_{12} - p_{11}). \tag{11}$$

Из (11) следует, что чувствительность датчика цилиндрической конфигурации зависит от частоты принимаемого звука и определяется дифракционным множителем (9), который сильно спадает с увеличением частоты. Точный расчет D является весьма непростой задачей, однако качественно можно отметить, что частотный диапазон такого датчика будет ограничиваться условием $\Lambda \simeq 2R$.

В данной работе предложен и исследован акустический датчик (рис. 1, *а*), в котором ВС *1* наматывается на плоскую пластину *2* со скругленными в виде цилиндров гранями. Датчик ориентировался так, чтобы фронт акустической волны был параллелен к плоскости пластины. Кроме того, криволинейные участки световода, а также плоская поверхность датчика, противоположная воспринимающей звук, были изолированы от воздействия акустических колебаний поглощающим материалом (пористая резина) в соответствии с рис. 1, *б*. Такие условия эксперимента дают основания полагать, что акустическая волна воздействует лишь на прямолинейные участки ВС и, следовательно, область звуковых частот будет существенно расширяться по сравнению с цилиндрическим датчиком (вплоть до длин волн звука $\Lambda \approx r$). Тогда для переменной части разности фаз, связанной с воздействием звука $\Delta\Phi(\omega)$, запишем

$$\Delta\Phi(\omega) = \frac{2\pi}{\lambda_0} lNC\gamma(2Z_3W)^{1/2}\sin\omega t, \tag{12}$$

где N — число витков ВС, l — длина прямолинейного участка.

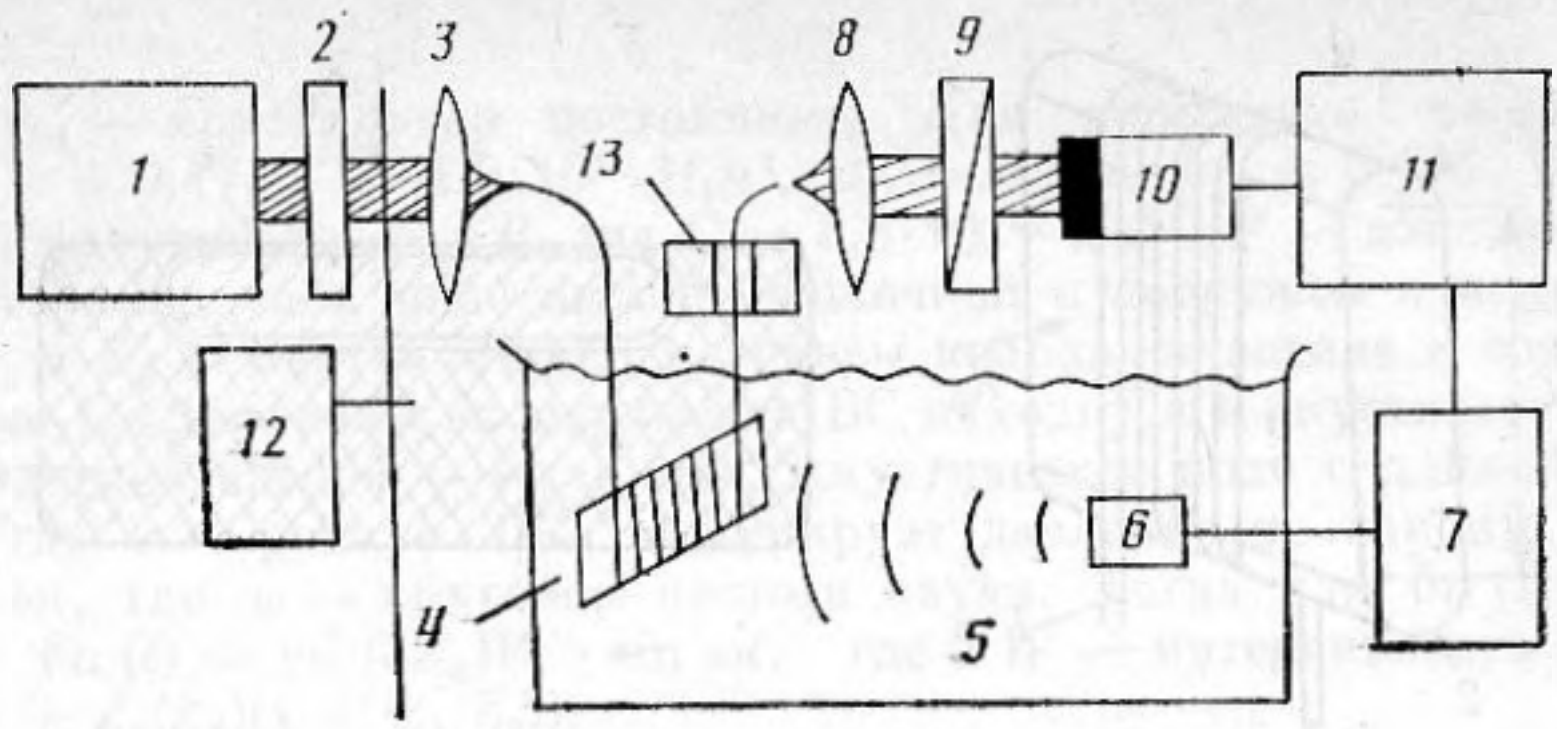

Рис. 2. Схема экспериментальной установки

Эксперименты проводились с кварцевым изотропным одномодовым световодом с диаметром сердцевины 5 мкм, оболочки — 100 мкм; суммарный диаметр с пластиковой оболочкой — 250 мкм. Были изготовлены два чувствительных элемента: первый с намоткой ВС в виде катушки цилиндрической формы и второй по рис. 1. В обоих случаях $R = 5$ мм и общая длина ВС $L = 5{,}5$ м, намотка проводилась на медные каркасы.

Регистрация акустических колебаний осуществлялась по поляризационной методике на установке, представленной на рис. 2. Оптическое излучение лазера 1 с $\lambda = 0{,}63$ мкм пропускалось через фазовую пластину $\lambda_0/4$ *2* и с помощью объектива *3* вводилось в катушку ВС *4*. Пластина обеспечивала круговую поляризацию на входном торце ВС, что приводило к возбуждению собственных мод ВС равной интенсивности. Катушка ВС находилась в резервуаре с водой *5*, в котором располагался источник звука *6* (пьезокерамическая пластина), управляемый генератором *7*. С помощью выходного объектива *8* свет через поляризатор *9* поступал на фотоприемник *10*, сигнал с которого регистрировался осциллографом *11*. Отметим, что для устранения влияния стоячих акустических колебаний в резервуаре его дно, стенки, а также поверхность воды обкладывались поглотителем с сильно шероховатой поверхностью. Отсутствие стоячих волн, а также абсолютная интенсивность звука фиксировались пьезоприемником. Абсолютное значение интенсивности света I_0 регистрировалось на частоте модуляции механического модулятора *12*. Для коррекции величины Δn использовался блок регулируемого давления *13*. Максимальная глубина модуляции разности фаз между собственными волнами будет наблюдаться при оптимальной ориентации выходного поляризатора ($\pm 45°$ к осям ВС). Тогда из (7) и (13) можно записать эффективность модуляции света для предлагаемого датчика:

$$(I_1(\omega)/I_0) = (\pi/\lambda_0)\, lNC\gamma\, (2Z_3W)^{1/2} \sin(4\pi^2/\lambda_0 RN\Delta n) \sin \omega t, \qquad (13)$$

где $I_1(\omega)$ — интенсивность света с амплитудной модуляцией на частоте ω. Из формулы (13) следует, что чувствительность к звуку носит осциллирующий характер и принимает максимальное значение при $(4\pi/\lambda_0)\, RN\Delta n = \pi(m + 1/2)$, где m — целое нечетное число. Практически, при фиксированной длине волны максимум чувствительности обеспечивался наведением дополнительного регулированного давления (дополнительного двулучепреломления) на короткий участок ВС (блок *13* на рис. 2).

Экспериментальные результаты, представленные на рис. 3, получены для частотного диапазона акустических колебаний 20—110 кГц при фиксированной интенсивности звука 10^2 Вт/м^2. Видно, что чувствительность первого датчика существенно спадает на частотах порядка 100 кГц, в то время как второй датчик чувствительность практически не изменяет.

Таким образом, по результатам работы можно сделать вывод о том, что плоская конфигурация датчика является существенно более высокочастотной, чем цилиндрическая. Эффективность, близкая к единице ($I_1(\omega)/I_0 \simeq 1$), достигается при интенсивностях звука $W = 10^2$ Вт/м^2.

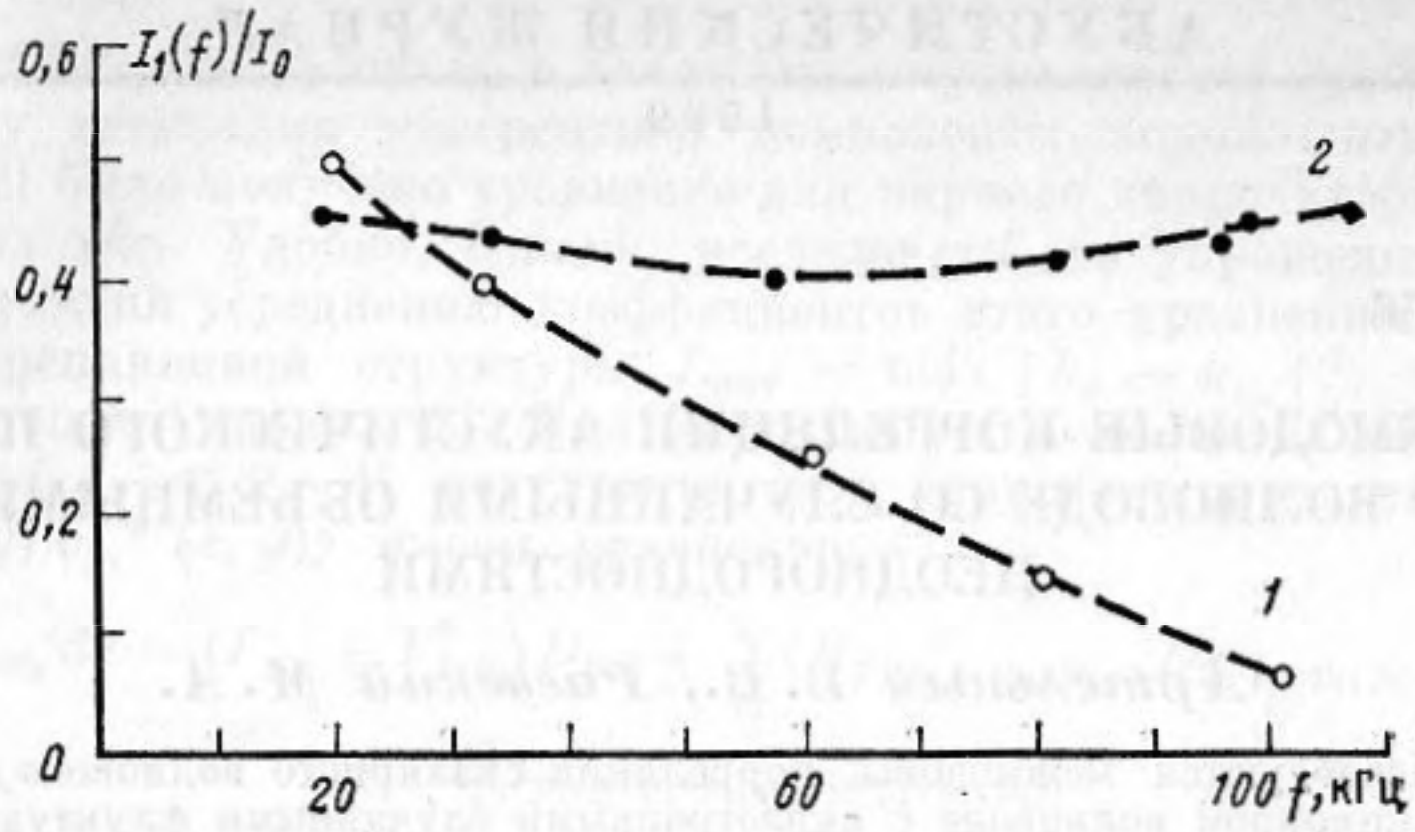

Рис. 3. Экспериментальная частотная зависимость чувствительности волоконно-оптического датчика акустических колебаний: $I_1(f)/I_0$ — отношение интенсивности света, промодулированного акустической волной на выходе ВС, к интенсивности на входе; *1* — зависимость для датчика цилиндрической формы, *2* — для датчика, выполненного по рис. 1

Это удовлетворительно (с точностью порядка 50%) согласуется с расчетом по выражению (13). Как известно, поляризационные методы могут обеспечивать регистрацию изменений состояния поляризации 10^{-5}—10^{-6}, что приводит к потенциальной чувствительности описанного метода до 10^{-4} Вт/м^2. Очевидно, однако, что для практического достижения данного значения чувствительности необходимо предварительно решить целый ряд технических вопросов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Лямшев Л. М., Смирнов Ю. Ю.* Волоконно-оптические приемники звука (Обзор) // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 3. С. 289—308.
2. *Price H. Z.* On the mechanism of transduction in optical fiber hydrophones // J. Acoust. Soc. Amer. 1979. V. 66. № 64. P. 978—980.
3. *Бутусов М. М., Ермакова Н. В., Урванцева Н. Л.* Акустическая чувствительность волоконно-оптического интерферометра // Оптика и спектроскопия. 1982. Т. 53. № 2. С. 193—194.
4. *Быковский Ю. А., Дедушенко К. Б., Мамаев А. Н.* Лазерный гидрофон // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 2. С. 345—346.
5. *Jeunhomme Z. B.* Single-mode fiber optics. N. Y.: Marcel Dekker, Inc. 1983. 275 p.
6. *Снайдер Дж., Лав Дж.* Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987. 655 с.
7. *Risk W. P., Kino G. S., Shaw H. J., Youngquist R. C.* Acoustic fiber optic modulators // IEEE. Ultrason. Symp. Proc. Dallas, Texas. 1984. N 1. P. 33—55.
8. *Лямшев Л. М., Смирнов Ю. Ю.* Волоконно-оптический измерительный гидрофон // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 1. С. 140—141.
9. *Лепендин Л. Ф.* Акустика. М.: Высш. шк., 1978. С. 292.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
1.VI.1988