ния в дислокационной системе. На фиг. 1 и 2 показаны зависимости текущих значений приведенных компонент τ_{xx}/E и τ_{yy}/E (E – модуль Юнга) от времени для угла наблюдения $\varphi=\pi/4$, расстояния от скопления до точки наблюдения 10^{-2} м, $\Delta T=10^{-6}$ с, $P=3$ и различных значений τ_0. Выбранные значения τ_0 и P соответствуют случаю перехода в процессе догрузки через макроскопический предел текучести поликристаллического вольфрама. Вследствие наложения продольной и поперечной составляющих на зависимостях $\tau_{xx}(t)$, $\tau_{yy}(t)$ появляются два экстремума, причем положение первого определяется моментом прихода в точку наблюдения продольной составляющей, а второго – поперечной составляющей; в случае τ_{yy}-компоненты зависимости имеют знакопеременный характер. Увеличение крутизны заднего фронта импульса при увеличении τ_0 связано с возрастанием роли процессов торможения в результате междислокационного взаимодействия в скоплении.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Нацик В. Д., Чишко К. А.* Звуковое излучение дислокаций, движущихся у поверхности кристалла // ФТТ. 1978. Т. 20. № 2. С. 457–465.
2. *Чишко К. А.* Звуковое излучение при аннигиляции призматических дислокационных петель и перегибов на прямолинейных дислокациях // УФЖ. 1974. Т. 19. № 8. С. 1264–1272.
3. *Нацик В. Д., Чишко К. А.* Звуковое излучение при аннигиляции дислокаций // ФТТ. 1972. Т. 14. № 11. С. 3126–3132.
4. *Владимиров В. И.* Физическая природа разрушения металлов. М.: Металлургия, 1984. 280 с.
5. *Сузуки Т., Ищи Т.* Динамическая текучесть металлов и сплавов // Физика прочности и пластичности. М.: Металлургия, 1972. С. 133–152.

Саратовский политехнический институт

Поступило в редакцию 19.I.1988

УДК 534.321.9

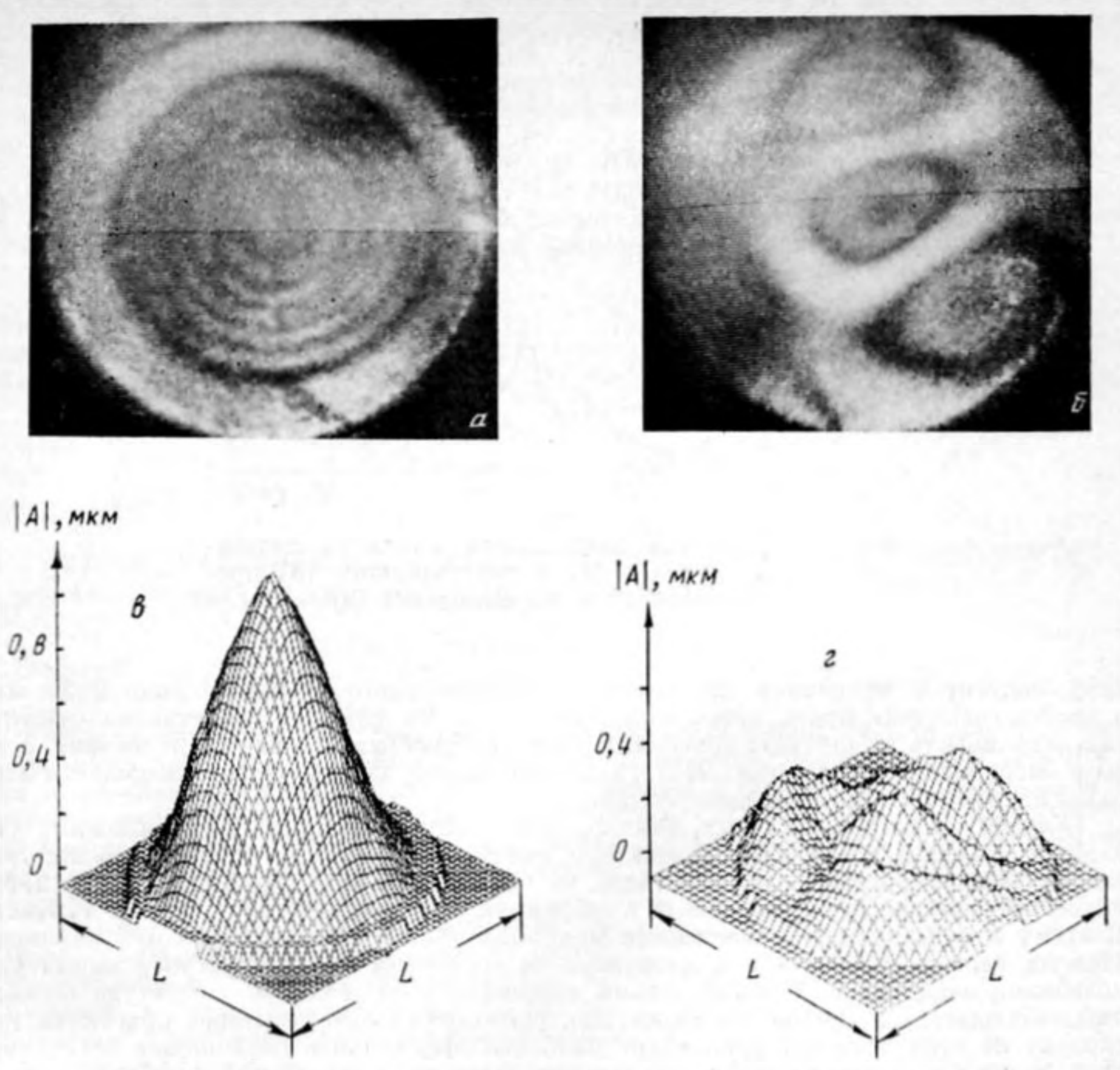
ИССЛЕДОВАНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ С ПОМОЩЬЮ ДИНАМИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИИ НА ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Камшилин А. А., Касусо А., Корреа Х., Морено Э., Олива А.

Метод голографической интерферометрии с усреднением во времени, как известно [1], позволяет визуализировать по поверхности объекта распределение малых колебаний с амплитудой до 0,05 мкм. С помощью этого метода можно анализировать качество ультразвуковых преобразователей [2], находить их резонансные частоты и оценивать величину акустической мощности [3]. Однако получение голографических интерферограмм на традиционных фотоматериалах занимает достаточно длительное время и требует использования дорогостоящих и громоздких голографических установок. Новые возможности для исследования малых колебаний вибрирующих объектов дает применение в качестве регистрирующего материала фоторефрактивных кристаллов, являющихся реверсивными средами, формирующими динамические голограммы [4, 5]. В данной работе представлены результаты исследований электроакустических ультразвуковых преобразователей серийного производства, проведенных с помощью динамической голографии на фоторефрактивном кристалле титаносиленита ($Bi_{12}TiO_{20}$).

Кристаллы $Bi_{12}TiO_{20}$ обладают наибольшей чувствительностью к голографической записи в крайней области спектра среди известных фоторефрактивных кристаллов. Это позволяет использовать в качестве источника когерентного излучения надежный и высокостабильный гелий-неоновый лазер. Голографический интерферометр был собран по известной схеме с использованием явления самодифракции с поворотом плоскости поляризации [6], наблюдаемого в кристаллах со структурой силенита. Данная схема является двухлучевой, в которой роль луча, восстанавливающего голограмму, играет опорный луч. Это позволяет восстанавливать голограмму непрерывно и одновременно с ее записью, и выводить восстановленное с голограммы изображение с помощью обычной телевизионной камеры на экран телемонитора. Использование динамического фоторефрактивного кристалла $Bi_{12}TiO_{20}$, позволяющего записывать и считывать практически неограниченное число голограмм различных объектов, и двухлучевой схемы голографического интерферометра позволили создать простую экспериментальную установку с оптическими элементами невысокого качества, работающую на обычном физическом столе без специальных дорогостоящих мер защиты от случайных вибраций. Это дало возможность получать интерферограммы колеблющейся поверхности ультразвуковых преобразователей с высокой степенью надежности.

В установке был использован гелий-неоновый лазер, генерировавший непрерывное излучение на длине волны 0,6328 мкм мощностью 40 мВт. Образец монокристал-



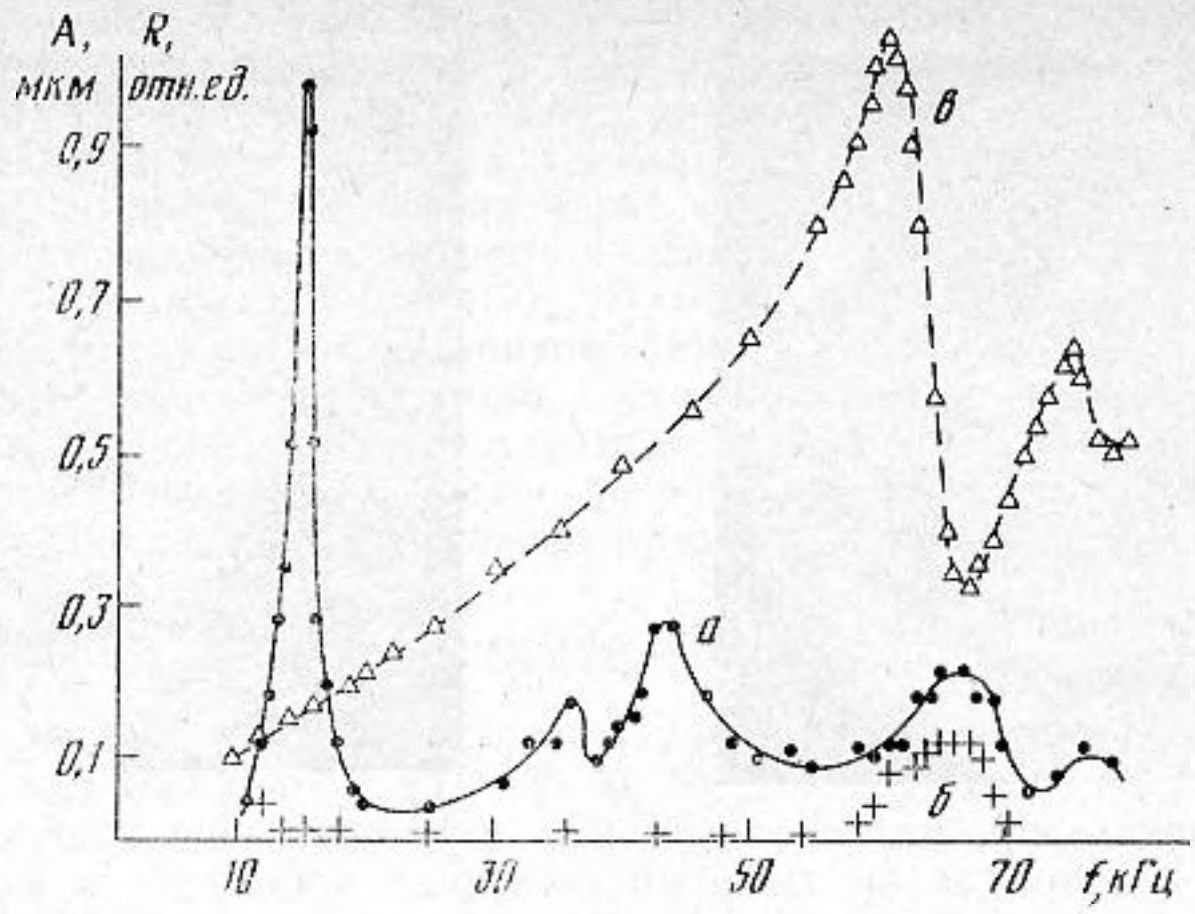
Фиг. 1. Интерферограммы колеблющейся рабочей поверхности преобразователя (*а*, *б*) и вычисленные по этим интерферограммам соответствующие распределения амплитуд колебаний (*в*, *г*), кГц: *а*, *в* – 14,9; *б*, *г* – 43,0. Размеры поверхности преобразователя L=50 мм

ла Bi_2TiO_{20} размером 6,4×7,1×15 мм³ имел оптические поверхности параллельно кристаллографической плоскости (110). Пространственная частота записываемых голограмм составляла примерно 1500 лин/мм. Время записи голограммы в кристалле определялось интенсивностью записывающего света и составляло порядка 10 с. После смены объекта или изменения частоты или амплитуды возбуждения на экране телевизионного монитора через 10 с можно было наблюдать новую интерферограмму в течение времени, необходимого для анализа, до последующего изменения объекта или возбуждения.

В работе был исследован ряд серийно выпускаемых ультразвуковых преобразователей различного частотного диапазона с различными рабочими поверхностями диаметром 10–65 мм. Возбуждение преобразователей осуществлялось непрерывно синусоидальным напряжением, вырабатываемым генератором типа ГЗ–112/1. Максимальная амплитуда возбуждения составляла 25 В.

На фиг. 1 в качестве примера представлены фотографии интерферограмм рабочей поверхности колеблющегося электроакустического преобразователя на 60 кГц из комплекта к ультразвуковому прибору УК-10ПМ. Фотографии сделаны с экрана телевизионного монитора. На фиг. 1, *а* преобразователь возбуждался на частоте 14,9 кГц, а на фиг. 1, *б* – на частоте 43,0 кГц. На фиг. 1, *в*, *г* представлены рассчитанные из соответствующих интерферограмм по известным формулам [7] зависимости модуля амплитуды колебаний преобразователя от координаты его поверхности. Данные интерферограммы получены для ненагруженного преобразователя. Как видно из фиг. 1, распределение амплитуды колебаний по поверхности преобразователя носит сложный характер, зависящий от частоты возбуждения. Исходя из полученных интерферограмм, можно оценить максимальную амплитуду вибраций преобразователя в зависимости от частоты его возбуждения. Эта зависимость показана на фиг. 2, *а*. Как видно из приведенного экспериментального графика, амплитуда колебаний преобразователя имеет несколько максимумов на различных частотах. Причем максимальная амплитуда колебаний соответствует частоте 14,9 кГц, а не номинальной 60 кГц.

Для сравнения было проведено исследование колебаний данных преобразователей в нагруженном состоянии. Для этого преобразователь приводился в акустиче-



Фиг. 2. Частотные зависимости амплитуд колебаний ненагруженного (*а*) и нагруженного (*б*) преобразователя и его импеданса (*в*)

ский контакт с массивной пластиной из органического стекла толщиной 25 мм, и запись голограмм проводилась через это стекло. На фиг. 2, *б* представлена частотная зависимость амплитуды колебаний того же преобразователя, что и на фиг. 2, *а*, но в нагруженном состоянии. Частотная зависимость электрического импеданса этого же преобразователя приведена на фиг. 2, *в*.

Анализ экспериментальных данных, приведенных на фиг. 2, показывает, что данный ультразвуковой преобразователь имеет основной электромеханический резонанс электроакустического кристалла на частоте 60,5 кГц, однако основной механический резонанс преобразователя в собранном виде соответствует частоте 14,9 кГц. Поэтому в ненагруженном состоянии максимальная амплитуда колебаний наблюдается на частоте 14,9 кГц, а в нагруженном состоянии на этой частоте амплитуда колебаний очень мала. В нагруженном состоянии максимальная амплитуда колебаний наблюдается в районе основного электромеханического резонанса кристалла, поскольку на этих частотах происходит наиболее эффективное поглощение электрической мощности. Относительное увеличение амплитуды колебаний в области антирезонанса на частоте 67,5 кГц по сравнению с резонансом на частоте 60,5 кГц можно объяснить тем, что при использовании относительно маломощного генератора амплитуда возбуждения преобразователя уменьшается в области резонанса вследствие падения сопротивления преобразователя на этих частотах.

Проведенные эксперименты показали перспективность использования метода динамической голографии на фоторефрактивных кристаллах для анализа работы ультразвуковых электроакустических преобразователей. Данный метод благодаря реверсивности голографической записи в фоторефрактивных кристаллах позволяет оперативно получать большой объем информации о реальных акустических колебаниях преобразователей. Кроме того, вследствие непрерывности и одновременности процессов записи и считывания голограмм данный метод отличается высокой надежностью получения интерферометрической информации и может быть легко состыкован с компьютером и автоматизирован.

Следует отметить, что метод голографической интерферометрии с усреднением во времени не позволяет визуализировать колебания с амплитудой меньше, чем $\lambda/4\pi$, где λ – длина волны записывающего света (для гелий-неонового лазера $\lambda/4\pi = 0{,}05$ мкм). Это сильно затрудняет исследование высокочастотных преобразователей, поскольку для их возбуждения с достаточной амплитудой колебаний требуется прикладывать очень большие электрические мощности. Однако применение фоторефрактивного кристалла при небольшом изменении голографического эксперимента, как было показано в работе [8], может позволить измерять распределение высокочастотных преобразователей и при обычных уровнях возбуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Вест Ч.* Голографическая интерферометрия. М.: Мир, 1982. 504 с.
2. *Hojan E., Perz P.* Quantitative determination of vibrational distribution at the diafragms of electroacoustic transducers by holographic interferometry methods // Frequenz. 1984. V. 38. No 4. P. 85.
3. *Lin Ti-lu, Lu-Re-Min, Li Xuan.* The holographic study of the vibrations of the underwater sound transducer // Acta Polytechn. Scand. Appl. Phys. Ser. 1985. N Ph150. P. 222.
4. *Huignard J. P., Herriau J. P., Valentin T.* Time average holographic interferometry with photoconductive electrooptic $Bi_{12}SiO_{20}$ crystals // Appl. Opt. 1977. V. 16. No 11. P. 2796.

5. *Marrakchi A., Huignard J. P., Herriau J. P.* Application of phase conjugation in $Bi_{12}SiO_{20}$ crystals to mode pattern visualisation of diffuse vibration structures // Opt. Comm. 1980. V. 34. N 1. P. 15.
6. *Kamshilin A. A., Petrov M. P.* Continious reconstruction of holographic interferograms through anisotropic difraction in photorefractive crystals // Opt. Comm. 1985. V. 53. N 1. P. 23.
7. *Brown G. M., Grant R. M., Stroke G. W.* Theory of holographic interferometry // J. Acoust. Soc. Amer. 1969. V. 45. No 5. P. 1166.
8. *Камшилин А. А., Мокрушина Е. В.* Возможности использования фоторефрактивных кристаллов в голографической виброметрии // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 6. С. 363.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
15.II.1988

УДК 534.231.2

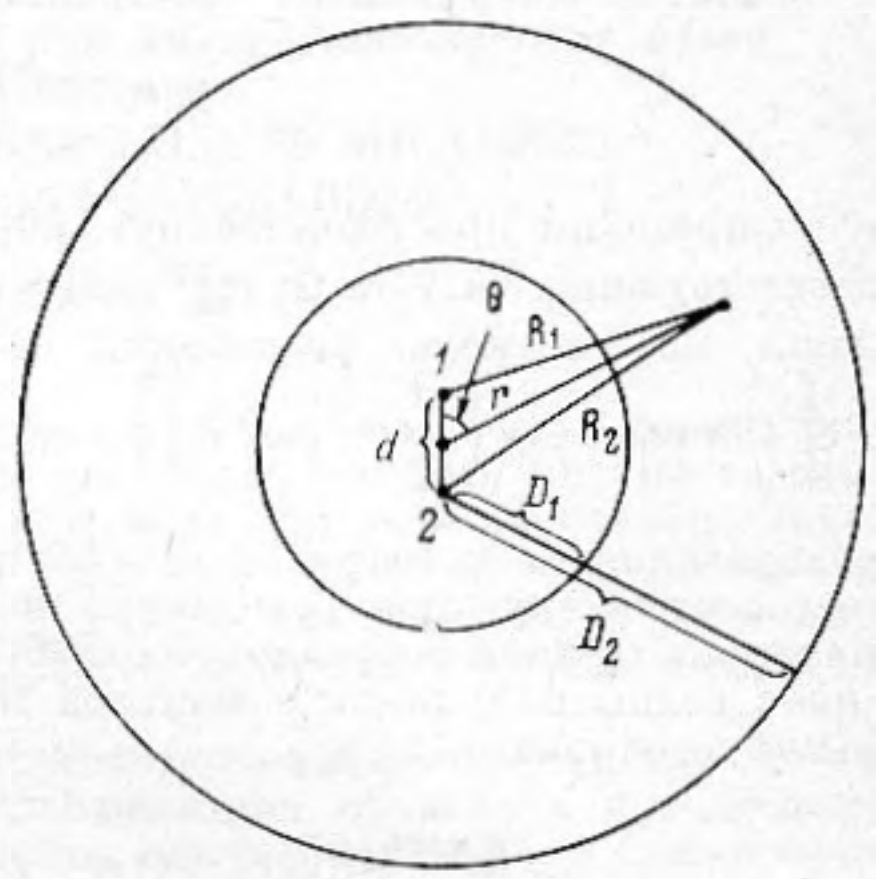
О ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОРРЕЛЯЦИИ ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В ПОЛЕ СЛУЧАЙНЫХ МОДУЛИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

Канделаки Д. В.

Рассмотрим пространственную корреляцию флуктуаций интенсивности в поле случайных узкополосных (модулированных) источников. Полагаем, что центр отрезка d, соединяющего точки приема *1* и *2*, совпадает с центром круга (фиг. 1), а источники равномерно распределены в круговом поясе с радиусами D_1 и D_2 и удалены от центра, так что $D_1 \gg d$. Источники полагаем δ-коррелированными по пространству, ненаправленными и излучающими стационарный шумовой сигнал $\tilde{P}(t)$.

Данная модель способна достаточно хорошо описывать поле, создаваемое в океане удаленными источниками шумов [1]. По отношению к полю в случае гармонических источников пространственная корреляция рассмотрена в [2].

Элемент площади круга создает в j-той точке ($j=1, 2$) поле P_j (R_j, t) с интенсивностью $I_j(R_j, t)=P_j^2+\tilde{P}_j^2$, где $\tilde{P}_j$ – сигнал, сопряженный по Гильберту, $R_1(r, \theta)=\sqrt{r^2+\frac{d^2}{4}-rd\cos\theta}$, $R_2(r, \theta)=R_1(r, \pi-\theta)$. Интенсивности $I_j(R_j, t)$ соответствует аналитический сигнал



Фиг. 1. Две точки приема в поле случайных источников, распределенных в круговом поясе

$$du_j(r, \theta, t)=A^2dr^2d\theta^2\int\limits_0^\infty\int\limits_{\Omega/2}^\infty C\left(\omega+\frac{\Omega}{2}\right)\times$$

$$\times C^*\left(\omega-\frac{\Omega}{2}\right)e^{i\Omega\left(t-\frac{R_j}{c}\right)}\,d\omega d\Omega, \qquad (1)$$

где $C(\omega)$ – случайная спектральная плотность шума, A – амплитуда поля на единичном расстоянии, приходящаяся на единицу площади поверхности. Выражение (1) представляет флуктуации интенсивности в точке приема, обусловленные элементарным источником шума, в виде совокупности случайных волн модуляции с различными частотами Ω.

Для полной флуктуации интенсивности в j-той точке, обусловленной всей шумящей поверхностью, находим

$$U_j(t)=A^2\int\limits_{D_1}^{D_2}\int\limits_{D_1}^{D_2}\int\limits_{-\pi}^{\pi}\int\limits_{-\pi}^{\pi}\int\limits_0^\infty\int\limits_{\Omega/2}^\infty C\left(\omega+\frac{\Omega}{2}, r, \theta\right)C^*\left(\omega-\frac{\Omega}{2}, r', \theta'\right)\times$$

$$\times\exp i\left\{\Omega\left[t-\frac{R_j(r, \theta)+R_j(r', \theta')}{2c}\right]+\omega\,\frac{R_j(r', \theta')-R_j(r, \theta)}{c}\right\}d\omega\, d\Omega\, d\theta\, d\theta'\, dr, dr'. \qquad (2)$$