

УДК 534.222

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ
НА ПУЗЫРЬКОВОМ СЛОЕ

Кустов Л. М., Назаров В. Е., Сутин А. М.

Теоретически и экспериментально исследованы характеристики параметрического излучателя звука на пузырьковом слое, работающего в режиме самодетектирования.

Детектирование акустической модулированной волны исследовалось уже в первых работах по параметрическим излучателям звука [1]; первый эксперимент [2] был проведен в 1970 г. К настоящему времени рассмотрены различные случаи работы параметрической антенны в режиме самодетектирования [3–5]. В этом режиме формируются стабильные акустические видеоимпульсные сигналы с узкой направленностью, что трудно получить другими способами. Однако формирование таких сигналов происходит на значительном расстоянии и с довольно низкой эффективностью. Эффективность параметрического излучателя можно повысить с помощью пузырькового слоя [6, 7], при этом резко сокращается и область взаимодействия. Здесь теоретически и экспериментально исследуется работа параметрического излучателя на пузырьковом слое в режиме самодетектирования.

Рассмотрим детектирование акустического сигнала на пузырьковом слое, расположенном в дальней зоне акустического излучателя (фиг. 1). Падающая на слой акустическая волна имеет вид

$$P(r, t) = A(\rho) f(t - r_1/c_0) \exp j(\omega t - kr_1), \tag{1}$$

где $A(\rho)$ — описывает изменение амплитуды давления в слое поперек пучка, $f(t)$ — функция модуляции акустической волны, r_1 — расстояние от излучателя до элемента слоя.

Как обычно, вторичное поле на низких частотах будем искать методом возмущений, согласно которому это поле может быть представлено интегралом от вторичных источников [1, 7–9]:

$$P_s(t) = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{Q(t - r_2/c_0)}{r_2} dV, \tag{2}$$

где

$$Q(t) = -\frac{\epsilon}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \langle P^2(r_1, t) \rangle e^{-2\alpha z} = -\frac{\epsilon}{\rho_0 c_0^4} A^2(\rho) e^{-2\alpha z} \frac{\partial^2}{\partial t^2} f^2(t - r_1/c_0),$$

ϵ , α — соответственно параметр нелинейности и коэффициент затухания на частоте ω пузырьковой среды. Для пузырьков, имеющих широкое распределение по размерам, затухание в низкочастотной области много меньше затухания на высокой частоте, а параметр нелинейности связан с коэффициентом затухания соотношением [9]:

$$\epsilon/\alpha = 5,3 \cdot 10^3 \lambda Q_0, \tag{3}$$

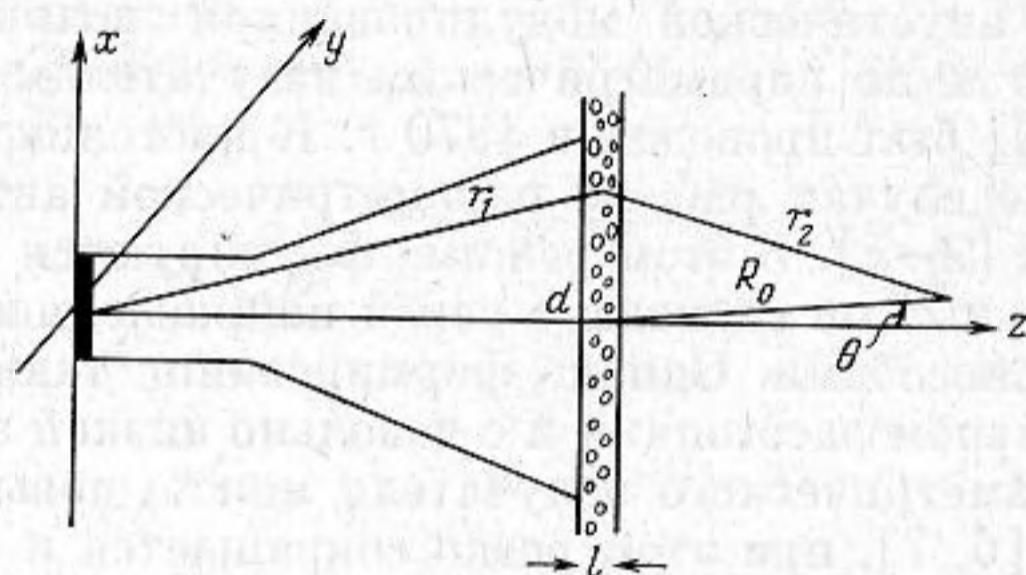
где λ — длина акустической волны частоты ω , Q_0 — добротность пузырька. Рассматриваем исходный пучок с малыми углами расходимости, так что $a \ll d$, где a — поперечный размер сечения пучка плоскостью слоя, d — расстояние от излучателя до слоя; толщина слоя l много меньше его ширины ($l \ll a$) и много больше длины затухания ($2dl \gg 1$). В этом случае расстояние r_2 от точки наблюдения до элемента объема слоя dV (фиг. 1) можно

выразить в виде $r_2 = R_0 + \rho^2/2R_0 - \rho \sin \theta \sin \varphi - z \cos \theta$. Расстояние от элемента dV до излучателя $r_1 = \alpha + z + \rho^2/2d$. Будем искать вторичное поле в дальней зоне пузырькового слоя при $R_0 \gg a^2/c_0 T$, где T — характерная длительность функции модуляции. Подставляя r_1 и r_2 в (2), получаем

$$P_s(t) = -\frac{\varepsilon}{8\pi\rho_0 c_0^4 R_0} \int_v A^2(\rho) e^{-2\alpha z} \frac{d^2}{dt^2} f^2 \left(t - \frac{d+R_0}{c_0} - 2z \sin^2 \theta/2 - \right. \\ \left. - \rho^2/2dc_0 + (\rho/c_0) \sin \theta \sin \varphi \right) \rho d\rho dz d\varphi. \quad (4)$$

Этот интеграл в общем виде можно определить только численно. Рассмотрим несколько частных случаев, когда он сводится к простым выражениям.

Будем рассматривать поле на оси в прямом ($\theta=0$) и обратном направлениях ($\theta=180^\circ$). Одной из особенностей параметрического излучения



Фиг. 1. Схема эксперимента

на пузырьковом слое является то, что в отличие от параметрических излучателей в свободном пространстве параметрическое излучение пузырькового слоя может происходить и в обратном направлении [10].

При $\theta=0$ и $\mu = a^2/2dc_0 T \ll 1$ функция модуляции мало меняется в пределах интегрирования. В этом случае изменение фазы вторичных источников по апертуре слоя незначительно; вторичное поле пропорционально второй производной от квадрата функции модуляции и определяется выражением

$$P_s(t) = \frac{\varepsilon}{8\alpha\rho_0 c_0^4 R_0} \frac{d^2 f^2(t)}{dt^2} \int_0^\infty A^2(\rho) \rho d\rho. \quad (5)$$

При однородном пучке на слое ($A(\rho) = \text{const}$ при $\rho \leq a$) это выражение переходит в известную формулу для параметрического излучателя, работающего в режиме Вестервельта [1, 3].

При $\mu \gg 1$ уже важен временной сдвиг между излучением точек апертуры слоя. Для функции $A(\rho)$, спадающей к краю пучка, основной вклад в поле на оси дает лишь небольшая область слоя, эквивалентная первой зоне Френеля. Интеграл (4) по z легко вычисляется, а интегрирование по ρ проводится по частям при использовании замены $\eta = t - \rho^2/2dc_0$:

$$P_s(t) = \frac{\varepsilon d}{8\alpha\rho_0 c_0^3 R_0} \left\{ A^2(0) \frac{df^2(t)}{dt} + \int_t^{-\infty} \frac{df^2(\eta)}{d\eta} \frac{dA^2}{d\eta} d\eta \right\}. \quad (6)$$

Легко видеть, что при $\mu \gg 1$ основной вклад в выражение (6) вносит первое слагаемое и поле при этом пропорционально первой производной от квадрата огибающей.

В обратном направлении ($\theta=180^\circ$) при очень сильном затухании ($\alpha c_0 T \gg 1$) запаздывание сигнала по длине слоя незначительно, и пузырьковый слой излучает одинаково в правое и левое полупространства; рассеянные в обратном направлении поля описываются теми же выражениями (5), (6).

При $\alpha c_0 T \ll 1$ необходимо учитывать временной сдвиг между излучением различных точек по глубине слоя z . В этом случае выражения для рассеянных полей имеют вид

$$P_s(t) = \frac{\varepsilon}{8\rho_0 c_0^3 R_0} \frac{df^2(t)}{dt} \int_0^\infty A^2(\rho) \rho d\rho, \text{ при } \mu \ll 1, \quad (7)$$

$$P_s(t) = \frac{\varepsilon dA^2(0)}{8\rho_0 c_0^2 R_0} f^2(t), \text{ при } \mu \gg 1. \quad (8)$$

Появление постоянной составляющей в поле продетектированного сигнала при $\mu \gg 1$ связано с тем, что формула (8) описывает основную часть импульса, так как при ее получении пренебрегли малым «хвостом», который имеет большую длительность $(\alpha c_0)^{-1} \gg T$ и малую амплитуду, так что среднее поле давления равно нулю.

В эксперименте обычно излучается периодическая последовательность радиоимпульсов, поэтому в низкочастотном спектре параметрического излучения будет присутствовать частота модуляции $\Omega = 2\pi/T_0$ (T_0 — период повторения импульсов) и ее гармоники. Для первичного излучателя с гауссовым распределением амплитуды $P(\rho, z=0) = B_0 \exp[-(\rho/a_0)^2]$ поле низкой частоты может быть найдено для каждой из гармоник [7] Фурье-разложения квадрата функции модуляции:

$$P_s(t) = \frac{\varepsilon \Omega^2 B_0^2 a_0^2}{32\rho_0 \alpha_0 c_0^4 R_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{C_n n^2 e^{jn\Omega t}}{\sqrt{1+(\pi\mu n)^2}} \frac{\exp\left\{-\frac{1}{2} \frac{dnK}{1+(\pi\mu n)^2} \sin^2 \theta\right\}}{1+i \frac{nK \sin^2 \theta/2}{\alpha}} \quad (9)$$

где $K = \Omega/c_0$, C_n — коэффициенты ряда Фурье функции $f^2(t)$. Из этого соотношения, производя суммирование по n , нетрудно получить и выражения (5) — (8), определяющие форму сигнала на оси в различных режимах. В частности, при $\mu \gg 1$ и $\alpha/K \ll 1$ продетектированный сигнал в обратном направлении определяется выражением

$$P_s(t) = \frac{\varepsilon dA^2(0)}{8\rho_0 c_0^2 R} \{f^2(t) - \langle f^2(t) \rangle\}, \quad (10)$$

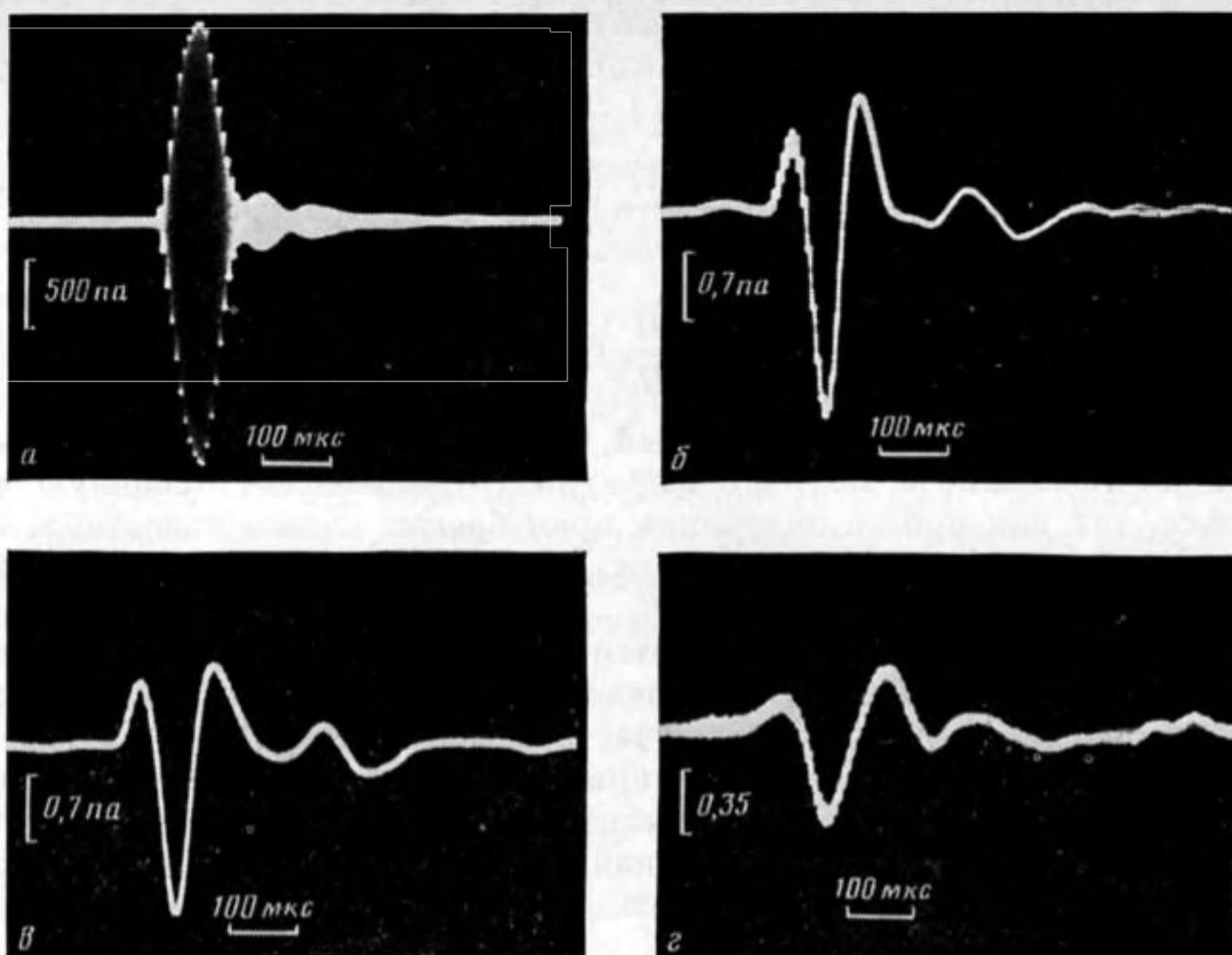
где $\langle f^2(t) \rangle = 1/T_0 \int_0^{T_0} f^2(t) dt$ — среднее значение квадрата функции модуляции.

Отметим еще одну интересную особенность параметрического излучателя на пузырьковом слое, заключающуюся в том, что с его помощью может быть получена существенно более узкая диаграмма направленности параметрического излучения, чем для первичного пучка. Для наглядности рассмотрим случай точечного излучателя накачки, который создает сферическую модулированную волну:

$$P(r_1, t) = (\mathcal{P}_0/r_1) f(t-r_1/c_0) \exp j(\omega t - kr_1). \quad (11)$$

Пузырьковый слой в форме параллелепипеда с размерами $2a$, $2b$, l находится на расстоянии $d \gg m$ (m — максимальный из размеров слоя). Параметрическое излучение в правом полупространстве ($|\theta|, |\psi| \leq 90^\circ$) для такого слоя рассчитывается аналогично полю для Гауссова пучка накачки:

$$P_s(t) = \frac{\varepsilon \Omega^2 \mathcal{P}_0^2}{16\pi \alpha d^2 \rho_0 c_0^4 R_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n n^2 \exp(jn\Omega t) \times \int_{-a}^a \int_{-b}^b \exp jnK \left\{ \frac{x^2+y^2}{2d} - y \sin \theta - x \sin \psi \right\} dx dy. \quad (12)$$



Фиг. 2. Осциллограммы импульсов накачки (а) и протектированного сигнала на оси ($\theta=0$) (б) и под углами $\theta=20^\circ$ (в) и $\theta=50^\circ$ (г)

Интеграл (12) в элементарных функциях не берется; вычислим его для двух частных случаев. При $\mu \ll 1$ расфазировка вторичных источников по апертуре слоя несущественна и поле давления определяется выражением

$$P_s(t) = \frac{\varepsilon \Omega^2 \mathcal{P}_0^2 ab}{4\pi \alpha d^2 \rho_0 c_0^4 R_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n n^2 \frac{\sin(nKb \sin \theta)}{nKb \sin \theta} \frac{\sin(nKa \sin \psi)}{nKa \sin \psi} \exp(jn\Omega t). \quad (13)$$

Поле на оси ($\theta=0$) принимает вид

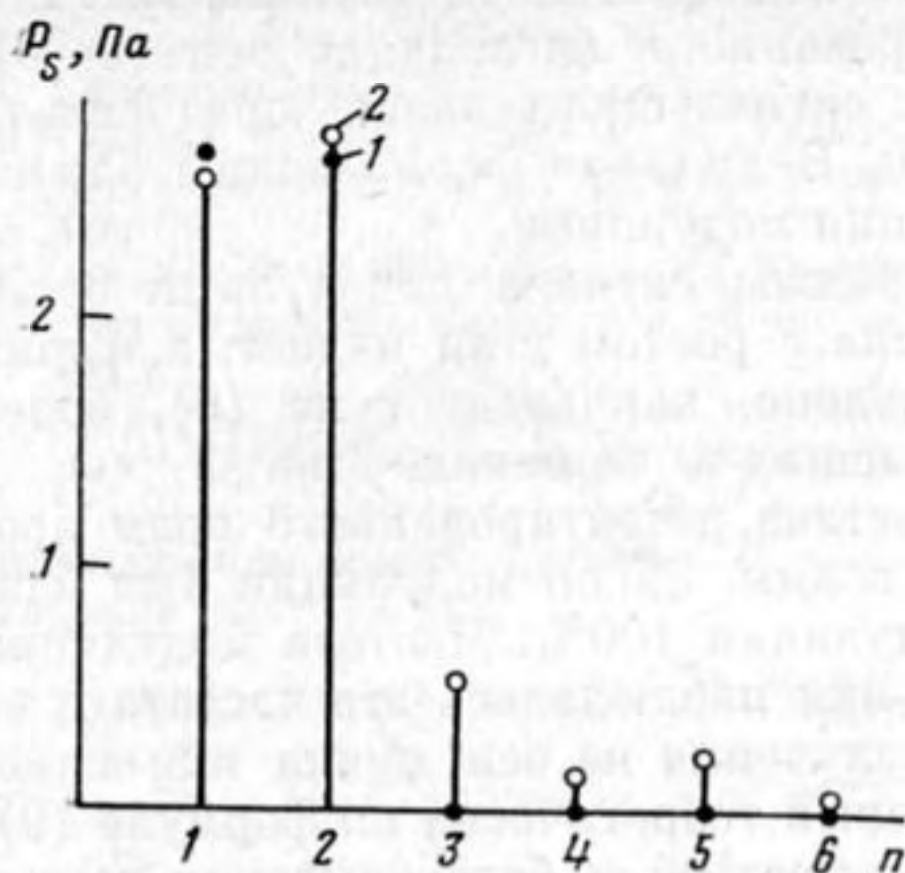
$$P_s(t) = \frac{\varepsilon \mathcal{P}_0^2 ab}{4\pi \alpha d^2 \rho_0 c_0^4 R_0} \frac{d^2 f^2(t)}{dt^2}. \quad (14)$$

Это выражение может быть получено сразу из (5). Характерная ширина диаграммы направленности $\theta \simeq (Kb)^{-1}$, $\psi \simeq (Ka)^{-1}$ определяется размерами пузырькового слоя.

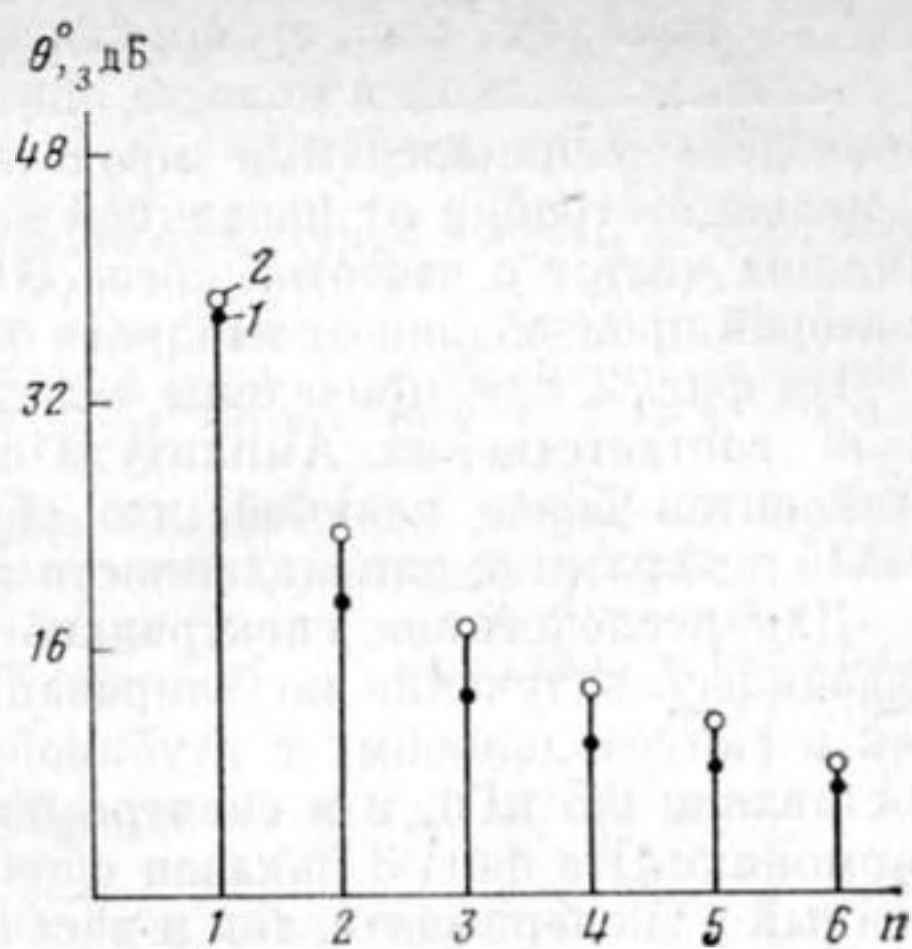
В случае сильной расфазировки вторичных источников по апертуре слоя ($\mu \gg 1$) интеграл (12) может быть вычислен методом стационарной фазы, и при суммировании ряда Фурье получим, что поле вперед в конусе в пределах углов $|\sin \theta| \leq b/d$ и $|\sin \psi| \leq a/d$ определяется выражением

$$P_s(t) = \frac{\varepsilon \mathcal{P}_0^2}{8\alpha d \rho_0 c_0^3 R_0} \frac{df^2(t)}{dt}, \quad (15)$$

а вне указанной области — близко к нулю. В этом случае ширина диаграммы направленности $\theta \simeq b/d$, $\psi \simeq a/d$ уменьшается с увеличением расстояния до излучателя и с уменьшением размеров слоя. Пространственная структура поля параметрического излучателя аналогична структуре поля сферического пучка низкой частоты со спектральными составляющими, пропорциональными $C_n n$ на частоте $n\Omega$, прошедшего через прямоугольное отверстие в плоском экране.



Фиг. 3

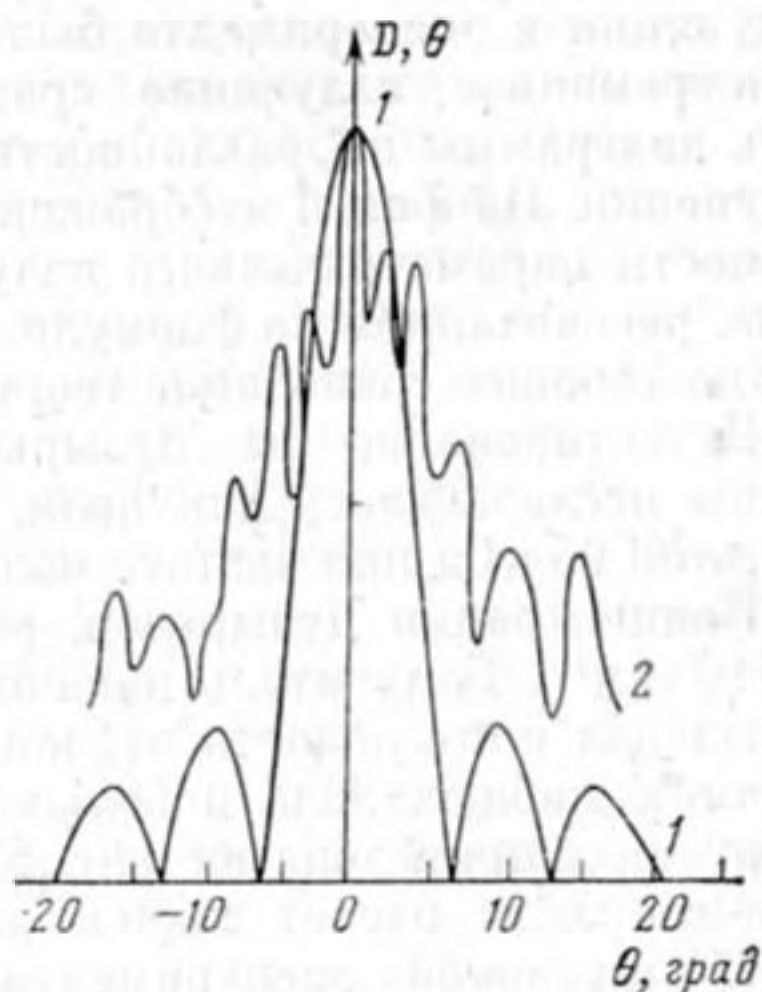


Фиг. 4

Фиг. 3. Амплитудный спектр поля на оси параметрического излучателя на пузырьковом слое при модулированной накачке: 1 — теория, 2 — эксперимент

Фиг. 4. Зависимость ширины диаграммы направленности параметрического излучателя по уровню 3 дБ от номера гармоники n : 1 — теория, 2 — эксперимент

Фиг. 5. Диаграмма направленности параметрического излучателя на пузырьковом слое при сферической накачке на частоте 13 кГц: 1 — теория, 2 — эксперимент



Фиг. 5

Экспериментальное исследование детектирования акустических сигналов на пузырьковом слое проводилось в измерительном бассейне кафедры акустики ГГУ. Размер бассейна $5 \times 5 \times 6$ м³. Пузырьковый слой создавался при помощи электролиза воды, происходящего на металлической пластине размером 100×10 см², находящейся на глубине 1,5 м. Функция распределения пузырьков по размерам определялась по дополнительному затуханию, вносимому пузырьками [11], и подчинялась закону распределения, близкому к $n(R) \sim R^{-3,5}$. Использовались два различных излучателя первичного пучка: плоский и сферический. Плоский излучатель находился на расстоянии 2,7 м от пузырькового слоя и создавал модулированную волну с частотой заполнения 140 кГц. Концентрация пузырьков, резонансных на частоте 140 кГц, составляла $3 \cdot 10^4$ см⁻⁴. Амплитуда давления в области слоя составляла $2,6 \cdot 10^3$ Па. Ширина диаграммы направленности плоского излучателя на частоте 140 кГц по уровню 3 дБ составляла 13° . Прием сигналов производился сферическим гидрофоном, находящимся на штанге на расстоянии 2,1 м от центра пузырькового слоя. При повороте штанги снимались диаграммы направленности параметрического излучения.

При исследовании детектирования радиоимпульсного сигнала излучался сигнал, осциллограмма которого представлена на фиг. 2, а. Длительность импульса 100 мкс, характерная ширина облученной области на пузырьковом слое около 50 см, так что значение параметра $\mu = 0,3 < 1$. В этом

случае поле на оси пропорционально второй производной от квадрата функции модуляции и должно описываться выражением (5). На фиг. 2, б приведена осциллограмма продетектированного сигнала на оси ($\theta=0$). С целью отстройки от первичной волны сигнал пропускался через фильтр нижних частот с частотой среза 30 кГц. Видно, что форма волны близка к второй производной от квадрата функции модуляции.

На фиг. 2, в, г приведены осциллограммы сигнала под углами $\theta=20$ и 50° соответственно. Амплитуда сигнала с ростом угла падает, а форма становится более плавной, что обусловлено, как следует из (9), более узкой диаграммой направленности на высших гармониках.

Для исследования спектрального состава детектированного поля производилось излучение модулированной волны. Закон модуляции был близок к синусоидальному с глубиной модуляции 100%. Частота модуляции составляла 6,5 кГц, и в спектре излучения наблюдалась эта частота и ее гармоники. На фиг. 3 показан спектр излучения на оси пучка как измеренный в эксперименте, так и рассчитанный теоретически по формуле (9). В эксперименте наблюдалось излучение третьей и более высоких гармоник частоты модуляции, которые должны отсутствовать при синусоидальном законе модуляции. Появление этих гармоник связано с тем, что закон модуляции в эксперименте был несколько отличным от синусоидального. Одновременное излучение сразу целого набора частот позволило измерить диаграммы направленности для нескольких частот параметрического излучения. На фиг. 4 изображена зависимость ширины диаграммы направленности параметрического излучения по уровню 3 дБ на каждой гармонике, рассчитанная по формуле (9), и нанесены экспериментальные точки. Видно хорошее совпадение теории и эксперимента.

Детектирование на пузырьковом слое сферической модулированной волны исследовалось для поля, создаваемого сферическим излучателем с частотой 95 кГц при частоте модуляции 6,5 кГц.

Концентрация пузырьков, резонансных на частоте 95 кГц, составила $1,5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$. Излучатель накачки находился на расстоянии 2,3 м от слоя и создавал в его области давление $1,1 \cdot 10^3 \text{ Па}$. На гармониках частоты модуляции наблюдались довольно узкие диаграммы направленности, одна из которых приведена на фиг. 5. Видно неплохое согласие теории и эксперимента, хотя расчет производился по формуле (13), применимой при $\mu \ll 1$, а в условиях эксперимента значение μ было около единицы.

Эксперименты показали, что при детектировании акустического радиоимпульсного сигнала на пузырьковом слое формируются стабильные видеоимпульсные сигналы, а при модулированной волне накачки происходит узконаправленное излучение широкого спектра частот. Такие сигналы могут быть использованы для калибровочных целей.

Развитая теория описывает характеристики параметрического излучателя, работающего на любом нелинейном слое.

Авторы благодарят Л. А. Островского за интерес к работе и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Berklay H. O. Possible exploitation of non-linear acoustics in underwater transmitting applications // J. Sound and Vibr. 1965. V. 2. № 4. P. 435–461.
2. Moffelt M. B., Westerwelt P. J., Beyer R. T. Large-amplitude pulse propagation: a transient effects // J. Acoust. Soc. Amer. 1970. V. 47. № 5. P. 2. P. 1473–1474.
3. Rolleigh Richard L. Analysis of the broadband parametric array with Gaussian primary directivity patterns // J. Acoust. Soc. Amer. 1980. V. 68. № 2. P. 649–654.
4. Гринберг И. Э., Новиков Б. К., Тимошенко В. И. Параметрическая антенна в режиме самодетектирования // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 2. С. 199–203.
5. Гринберг И. Э., Новиков Б. К. Расчет характеристик параметрической антенны в режиме самодетектирования. — В кн.: Прикладная акустика. Таганрог, Изд-во ТРТИ, 1983, вып. X, с. 16–22.
6. Kustov L. M., Nazarov V. E., Ostrovsky L. A., Sutin A. M. and Zamolin S. V. Parametric acoustic radiator with a bubble layer // Acoust. Letters. 1982. V. 6. № 2. P. 15–17.

7. Назаров В. Е., Сутин А. М. Характеристики параметрического излучателя звука с пузырьковым слоем в дальней зоне // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 6. С. 803–807.
8. Новиков Б. К., Руденко О. В., Тимошенко В. И. Нелинейная гидроакустика. Л.: Судостроение, 1981.
9. Кобелев Ю. А., Сутин А. М. Генерация звука разностной частоты в жидкости с пузырьками газа различных размеров // Акуст. журн. 1980. Т. 24. № 6. С. 860–865.
10. Donskoi D. M., Zamolin S. V., Kustov L. M. and Sutin A. M. Nonlinear backscattering of acoustic waves in a bubble layer // Acoust. Letters. 1984. V. 7. № 9. P. 131–134.
11. Гаврилов Л. Г. Содержание свободного газа в жидкости и методы его измерения.— В кн.: Физические основы ультразвуковой технологии. М.: Наука, 1970.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11.III.1986