

УДК 534.222

О ПРЕДЕЛЬНОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО
ИЗЛУЧАТЕЛЯ УЛЬТРАЗВУКА

А. М. Сутин

Рассмотрены основные характеристики (амплитуда излучаемой волны, диаграмма направленности, КПД) параметрического излучателя, работающего в режиме нелинейного ограничения. Определены его предельные характеристики для различных видов модуляции первичного пучка.

Параметрические излучатели ультразвука [1-3] уже нашли практическое применение, в частности для гидрофизических исследований [4]. Их основным недостатком является низкий КПД, который пропорционален мощности первичных пучков [2]. При увеличении мощности рост КПД ограничивается нелинейным затуханием [5-7].

Характеристики параметрических излучателей в режиме насыщения, такие, как поле на оси [8], диаграмма направленности [9], определялись приближенными и численными методами [10]. В настоящей работе характеристики рассчитаны с помощью более точных приближений для различных видов модуляции первичной волны. Определены также предельно достижимые энергетические характеристики.

Пусть исходное возмущение давления имеет вид модулированного сигнала

$$(1) \quad p(x=0) = \mathcal{P}_0 f(t) \sin \omega t,$$

где $f(t)$ — положительная периодическая функция единичной амплитуды с периодом T , так что $\Omega = 2\pi/T \ll \omega$.

Рассмотрим волну с числом Рейнольдса $Re = \mathcal{P}_0 / \omega b \gg 1$. В канале взаимодействия считаем пучок плоским, т. е. $\omega d^2 / 2\pi c x_* \gg 1$, где c — скорость звука, d — размер излучателя, $x_* = \rho c^3 / \epsilon \mathcal{P}_0 \omega$ — расстояние образования разрыва, $\epsilon(\gamma+1)/2$ — параметр нелинейности, ρ — плотность.

Поскольку $\Omega \ll \omega$, каждый высокочастотный период можно рассматривать как отрезок синусоиды с амплитудой $\mathcal{P}_0 f(t)$. Расстояние образования разрыва на этом участке равно $x_* f(t)$; на больших расстояниях амплитуда волны и ее энергия уменьшаются [11].

Для определения низкочастотного поля вне области взаимодействия используем решение [2, 3], обобщенное следующим образом:

$$(2) \quad p = \frac{\epsilon}{4\pi\rho c^4} \int_V \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left\langle p_i^2 \left(t - \frac{r}{c} \right) \right\rangle dV,$$

где $\langle p_i^2 \rangle$ — квадрат акустического давления, усредненный по высокочастотному периоду $2\pi/\omega$, r — расстояние от точки наблюдения до элемента объема dV , интеграл берется по области взаимодействия. Закон изменения величины $\langle p_i^2 \rangle$ после образования разрыва довольно сложен. Для упрощения расчетов используем приближенную формулу, точность кото-

рой порядка 1%.

$$(3) \quad \langle p_i^2 \rangle = 0,5 \mathcal{P}_0^2 L(\tau) f^2(\tau)$$

$$L(\tau) = \begin{cases} 1, & \sigma \leq f^{-1}(\tau) \\ \frac{2}{3} \left(\frac{\pi}{1+\sigma f} \right)^2 - 7,85 \exp(-2,5\sigma f), & \sigma > f^{-1}(\tau), \end{cases}$$

где $\tau = t - x/c$, $\sigma = x/x_*$.

Подставляя это выражение в (1), найдем вторичное поле на оси в дальней зоне

$$(4) \quad p = \frac{\mathcal{P}_0 S}{2\pi c \omega x} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2},$$

где S — площадь излучателя.

Аналогичное выражение, полученное в [8], дает уменьшенное примерно на 20% значение, что связано с неучетом взаимодействия высших гармоник первичной волны.

Амплитуды компонент $\mathcal{P}_{n\Omega}$ на частоте Ω и ее гармониках под углом θ к нормали определяются выражением

$$\mathcal{P}_{n\Omega} = \frac{S \Omega^2}{8\pi c \omega r} F_n(\beta) \mathcal{D}_n(\theta)$$

$$(5) \quad F_n(\beta) = n^2 \left| \int_0^\infty \left[\frac{2}{T} \int_0^T L(\tau) f^2(\tau) e^{-in\Omega\tau} d\tau \right] e^{-in\beta\sigma} d\sigma \right|,$$

где $\beta = 2Kx \sin^2(\theta/2)$ — нормированный угол на точку наблюдения, $K = \Omega/c$, $\mathcal{D}_n(\theta)$ — апертурный множитель, определяемый формой излучателя (для круглого излучателя диаметром d)

$$\mathcal{D}_n(\theta) = 4J_1(0,5nKd \sin \theta) / nKd \sin \theta.$$

При $nKd \sin \theta \ll 1$ апертурный множитель в (5) близок к единице, и $F_n(\beta)$ описывает угловое распределение Фурье компонент низкочастотной волны. Пусть при $\beta = \beta_n$ она спадает в $\sqrt{2}$ раз, тогда ширина диаграммы направленности на частоте $n\Omega$ по уровню половины мощности определяется выражением:

$$(6) \quad 2\theta_n = 4 \arcsin(\sqrt{\beta_n / 2Kx}).$$

Видно, что с ростом интенсивности происходит уширение диаграммы направленности (поскольку $x_* \sim \mathcal{P}_0^{-1}$). Интегрируя по углу, получим полную излучаемую мощность на частоте Ω .

$$(7) \quad W_\Omega = \frac{\epsilon \kappa S^2 \Omega^3 \mathcal{P}_0^3}{64\pi \rho^2 c^5 \omega}, \quad \kappa = \int_0^\infty F_1^2(\beta) d\beta.$$

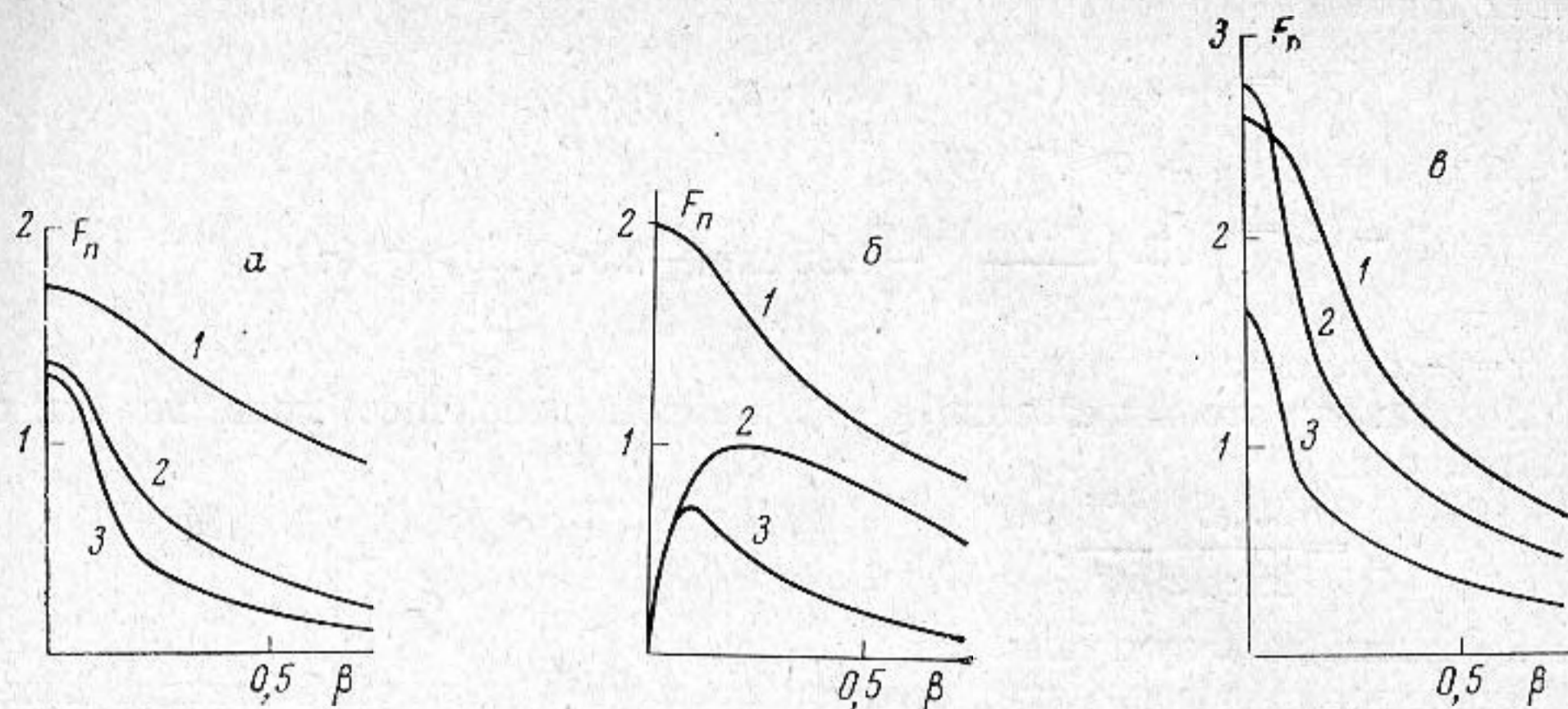
Отсюда видно, что КПД параметрического излучателя $\eta = W_\Omega / W_0$, где $W_0 \sim \mathcal{P}_0^2$, и полная мощность растет пропорционально $\sqrt{W_0}$.

Рост КПД и уширение диаграммы ограничиваются апертурным множителем, который становится определяющим при условии

$$(8) \quad Kd^2 / 2\pi x_* \gg 1.$$

В этом случае, интегрируя поток мощности по углу, получим

$$(9) \quad W_\Omega = \frac{F_1(0)}{32\rho c} \left(\frac{\Omega}{\omega} \right)^2 \mathcal{P}_0^2 S,$$



Фиг. 1. Функции $F_n(\beta)$, характеризующие угловое распределение гармоник поля параметрического излучателя; а — бигармоническое возбуждение, б — амплитудно-модулированное возбуждение, в — частотно-модулированное возбуждение. Цифры у кривых — номер гармоники частоты Ω

где $F_1(0)$, как следует из (4), (5), определяется выражением

$$(10) \quad F_1(0) = \left| \frac{16}{T} \int_0^T f(t) e^{-i\Omega t} dt \right|$$

Из (9) видно, что КПД параметрического излучателя перестает зависеть от W_0 , т. е. достигает предельного значения $\eta = \gamma (\Omega/\omega)^2$, где

$$(11) \quad \gamma = \frac{F_1^2(0)}{16T} \int_0^T f^2(t) dt.$$

Эта величина может быть получена и при рассмотрении энергии Фурье компоненты частоты Ω в плоском пучке [12].

Для бигармонической ($f(t) = |\sin \Omega t/2|$) и амплитудно-модулированной с глубиной 100% ($f(t) = (1 + \cos \Omega t)/2$) первичных волн функции $F_n(\beta)$ для первых трех гармоник частоты Ω сосчитаны численно и показаны на фиг. 1, а, б. Следует отметить, что в отличие от малоамплитудных параметрических излучателей в излучателях, работающих в режиме насыщения, возможно использование и частотно-модулированной первичной волны. В этом случае в (3) необходимо положить $f(t) = 1$, а $\sigma = \sigma_0(1 + m \sin \Omega t)$, где m — глубина модуляции. Для $m = 50\%$ функции $F_n(\beta)$ показаны на фиг. 1, в. Значения коэффициентов, входящих в соотношения (5) — (7), (9) — (11), приведены в таблице.

Нетрудно видеть, что участок области взаимодействия, лежащий после образования разрыва, вносит больший вклад в формирование параметрического излучения, чем область $\sigma < 1$. В частности, для АМ-волны область до образования разрыва дает лишь одну четвертую часть общего поля на оси. Это соотношение сохраняется и при детектировании одномерных акустических волн [12, 13].

Параметры	$F_1(0)$	$F_2(0)$	$F_3(0)$	β_1	β_2	β_3	χ	γ
Бигармоническое возбуждение	1,7	1,36	1,31	0,41	0,11	0,06	1,7	0,36
АМ возбуждение	2	0	0	0,3			1,9	0,67
ЧМ возбуждение	2,5	2,65	1,6	0,18	0,09	0,06		0,39

Сравним параметрический излучатель с обычным источником таких же размеров, для которого поле в дальней зоне при $\theta=0$ определяется выражением

$$(12) \quad \mathcal{P}_0 = \Omega S \mathcal{P}_1 / 2\pi c x,$$

где \mathcal{P}_1 — давление у излучателя.

Из (5) и (10) находим коэффициент α , который показывает, во сколько раз поле параметрического излучателя на частоте Ω меньше поля, создаваемого обычным излучателем

$$(13) \quad \alpha = 4\omega \mathcal{P}_1 / F_1(0) \Omega \mathcal{P}_0.$$

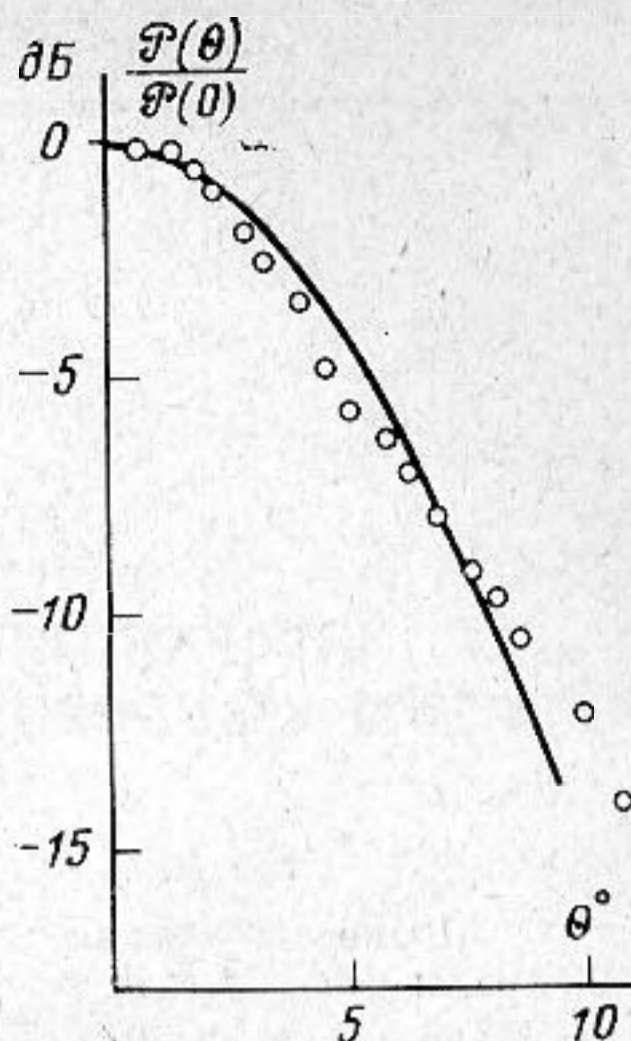
Отсюда видно, что при равных мощности и размере параметрический излучатель всегда дает меньшую амплитуду, чем обычный.

Результаты расчета согласуются с экспериментальными данными. Так, спектральный состав волны соответствует данным работы [6]. Теоретически рассчитанный уровень поля не отличается от данных [5, 6] более чем на 1 дб. Рассчитанная диаграмма направленности (фиг. 2) также хорошо согласуется с экспериментом [7].

Автор благодарит Л. А. Островского, Е. Н. Пелиновского и В. Е. Фридмана за ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Westervelt P. J. Parametric acoustic array. J. Acoust. Soc. America, 1963, 35, 4, 535–537.
2. Беркгей Х. О. Некоторые явления в подводной акустике, связанные с волнами конечной амплитуды. В сб.: Подводная акустика, пер. с англ. под ред. Л. М. Бреховских. М., «Мир», 1970, 325–345.
3. Зверев В. А., Калачев А. И. Измерение рассеяния звука звуком при наложении параллельных пучков. Акуст. ж., 1968, 14, 2, 214–220.
4. Muir T. G. Some underwater applications of nonlinear acoustics. Naval Res. Rev., 1975, 28, 5, 1–16.
5. Mellen R. H., Browning D. G., Konrad W. L. Parametric sonar transmitting array measurements. J. Acoust. Soc. America, 1971, 49, 3, pt 2, 932–935.
6. Willette J. C., Moffett M. B., Konrad W. L. Difference-frequency harmonics from saturation-limited parametric acoustic sources. Тр. VI Междунар. симпоз. по нелинейной акустике, ч. 1, Изд-во МГУ, 1976, 308–319.
7. Козяев Е. Ф. Экспериментальное исследование параметрического излучателя в режиме насыщения волн накачки. Тезисы докл. Всес. совещ. «Нелинейная гидроакустика-76», Таганрог, 1976, 86–89.
8. Merklinger H. M. Improved efficiency in the parametric transmitting array. J. Acoust. Soc. America, 1975, 58, 4, 784–787.
9. Bartram J. E. A useful analytical model for the parametric acoustic array. J. Acoust. Soc. America, 1972, 52, 3, pt 2, 1042–1044.
10. Новиков В. К., Елизарова Т. Г., Солуян С. И. Направленность мощных параметрических излучателей. Тезисы докл. Всес. совещ. «Нелинейная гидроакустика-76», Таганрог, 1976, 11–14.
11. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. М., «Наука», 1966.
12. Заславский Ю. М., Сутин А. М. Автодетектирование акустических волн конечной амплитуды с большими числами Рейнольдса. Акуст. ж., 1977, 23, 1, 145–148.
13. Наугольных К. А., Солуян С. И., Хохлов Р. В. О нелинейном взаимодействии звуковых волн в поглощающей среде. Акуст. ж., 1963, 9, 2, 192–197.



Фиг. 2. Расчетная диаграмма направленности для излучателя, описанного в работе [7]. Точки соответствуют результатам эксперимента