

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

534.222

АКУСТИЧЕСКАЯ ИЗЛУЧАЮЩАЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ АНТЕННА

Л. К. Зарембо

Нелинейное взаимодействие акустических волн позволяет при малых размерах излучателей получить в среде распределенную излучающую или приемную антенну достаточно большого размера. В качестве антенны при этом используется среда, заполненная первичным излучением.

Параметрическая излучающая антенна в наиболее простом виде представляет собой две первичные волны накачки близких частот ω_1 и ω_2 , излучаемых источником 1 (рис. 1), в результате нелинейного взаимодействия которых, помимо высокочастотных комбинационных волн, генерируется волна низкой частоты $\Omega = |\omega_1 - \omega_2|$. Эта генерация эффективна лишь в области 2, где амплитуда первичных волн достаточно велика. Длина этой области L_a ограничивается затуханием и дифракцией первичных волн. Для параметрического излучения при этом в среде возникает аналог антенны бегущей волны, поэтому характеристика направленности низкочастотной волны определяется не столько апертурой a источника первичных волн, сколько эффективной длиной антенны L_a . При достаточно большой длине L_a без учета дифракции накачки ширина характеристики направленности $\theta_0 \approx N^{-1/2}$, $N = L_a/\Lambda$, где Λ — длина волны низкой частоты. Таким образом параметрическая антенна позволяет при небольшой апертуре a источника накачки (часто $a < \Lambda$) получить остро направленное низкочастотное излучение. Помимо этого существенного преимущества по сравнению с линейными антеннами, как выяснилось, острая направленность сохраняется в довольно широком диапазоне частот Ω . Такая антенна, кроме того, хорошо «исправляет» дефекты характеристик направленности первичного излучения, что позволяет избавиться от боковых лепестков даже в том случае, когда первичные характеристики имеют развитую лепестковую структуру. Недостатком антенны является малая эффективность преобразования — доля энергии первичного излучения, переходящая в энергию низкочастотного излучения *). Согласно соотношению Мэнли — Роу преобразование с существенным понижением частоты при взаимодействии трех плоских волн позволяет получить максимальную эффективность преобразования по энергии $\eta^2 = \Omega^2/2\omega^2$. Оценки, проведенные с учетом дифракции первичного и вторичного полей, в наилучших условиях приводят с точностью до коэффициента порядка единицы к тем же результатам. Во многих приложениях с малой энергетической эффективностью можно было бы мириться, если бы при этом можно было получить достаточно мощное излучение низкой частоты. Здесь, однако, возникают трудности. Не говоря о технических трудностях, связанных с возможностью возникновения кавитации в жидкостях, усталостью материала излучателя и т. д., интенсивность первичного излучения антенны принципиально ограничена тем, что в отсутствие дисперсии формирование периодических слабых

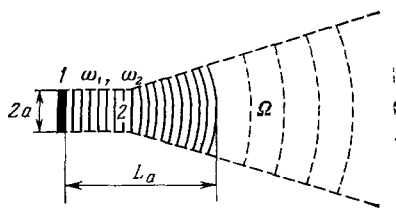


Рис. 1. Схема параметрической антенны.

*) Поскольку параметрическая генерация и излучение распределены в пространстве, в зависимости от поставленных целей эффективность преобразования может быть определена по-разному. Примеры иного определения эффективности даны ниже.

разрывов в первичных волнах приводит к резкому увеличению их затухания. При этом антенна насыщается; дальнейшее увеличение интенсивности уменьшает эффективную длину антенны L_a и она постепенно теряет основное свое достоинство — острую характеристику направленности.

Эти весьма противоречивые свойства акустической излучающей параметрической антенны привлекли к ней значительное внимание; к настоящему времени за рубежом и у нас опубликовано свыше ста работ, краткому обзору основных из которых посвящена эта статья. Сразу же следует сказать, что в некоторых приложениях отмеченные выше преимущества антенны преобладают над ее основным недостатком — малой эффективностью и сравнительно невысоким уровнем излучения.

Теория параметрической антенны сложна из-за того, что в настоящее время решение задач о дифракции нелинейных волн представляет значительные трудности. Тем не менее имеется ряд приближенных решений, позволяющих не только разумно выбирать параметры антенны, но и проводить вполне удовлетворительно согласующиеся с экспериментом расчеты. Здесь мы кратко остановимся на некоторых результатах теории: осевых распределениях амплитуды низкочастотного параметрического излучения и характеристиках ее направленности. Эти две характеристики параметрической антенны представляют, пожалуй, наибольший интерес в большинстве приложений.

Общий вид решения для осевого распределения амплитуды колебательной скорости v_Q может быть представлен в виде

$$\frac{v_Q}{v_0} = \frac{\pi \varepsilon M}{\Lambda} X_1^2(x, L_3, l_3, \Phi, L_D), \quad (1)$$

где v_0 — амплитуда накачки, $\varepsilon = (\Gamma + 1)/2$ — нелинейный параметр среды (для газов $\Gamma = c_p/c_v$, для жидкостей Γ — эмпирический параметр, в частности, для воды $\varepsilon \approx 4$), $M_1^2 = v_0/c_0$, c_0 — скорость звука. Функция осевого распределения вторичного поля X зависит от длины затухания накачки $L_3 = \alpha^{-1}$ и низкочастотного излучения $l_3 = \alpha^{-1} \frac{\omega}{\Omega}$, где α — соответствующие коэффициенты затуханий, снижения по частоте $\Phi = \omega/\Omega$ и длины дифракции $L_D = \omega a^2/2c_0$. На расстоянии x_1 эта функция имеет максимум; в этой области передача энергии из волны накачки компенсирует собственное затухание и дифракционные потери низкочастотной волны. Вид функции X определяется моделью первичного поля, режимом работы антенны и, в частности, соотношением между L_3 и L_D .

При $L_3 \ll L_D$ накачка успевает затухнуть, не дойдя до области, где становится существенным влияние дифракции. В этом случае генерация низкочастотной волны происходит в ближнем поле накачки, где волну можно считать квазиплоской. Для плоской волны решение задачи о параметрическом излучении было получено в работе ¹; оно, естественно, не позволяет получить сведения о направленности антенны, однако дает правильные по порядку величины оценки эффективности преобразования при разных режимах работ антенны. При сравнительно малых интенсивностях накачки $R = v_0/\lambda \ll 1$; здесь λ — длина волны накачки, v — кинематическая вязкость среды, на расстоянии x_1 эффективность преобразования по амплитуде $\eta(x_1) = v_Q(x_1)/v_0 = \varepsilon R/\Phi \ll 1$. При значительных интенсивностях накачки $R \gtrsim 1$ $\eta(x_1) \approx \Phi/2$, что с точностью до коэффициента порядка единицы согласуется с эффективностью по Манли — Роу. Поскольку эффективность при $R \gtrsim 1$ больше, казалось бы, этот режим работы антенны предпочтителен. Однако при этом режиме, как уже отмечалось, в волне накачки формируются разрывы и антенна переходит в режим насыщения. Этот режим невыгоден по двум причинам: из-за резкого увеличения затухания уменьшается эффективная длина антенны и, следовательно, расширяется характеристика направленности, а также из-за того, что параметрическое излучение, хотя и имеет большую амплитуду, в основном распределено вблизи источника накачки. Более равномерное его распределение дает режим ненасыщенной антенны.

В другом предельном случае $L_D \ll L_3$ накачка распространяется на расстояния значительно большие, чем длина ее ближнего поля. В этом случае параметрическая генерация происходит в основном в области сферической расходимости волны накачки. Одномерная задача о параметрической антенне со сферически расходящимися первичным пучком без насыщения была рассмотрена в работе ². При $x > L_3$ приведенная к радиусу излучающей сферы x_0 эффективность преобразования $\eta = -\varepsilon R \ln z / \Phi \gamma$, $z = \gamma x_0/L_3 \ll 1$, γ — постоянная Эйлера, существенно меньше, чем в случае плоской волны. Этот результат естествен, так как в сферически расходящейся волне параметрическая генерация значительно менее эффективна. В области сферической расходимости, однако, антенна не так чувствительна к переходу в режим насыщения, что позволяет значительно увеличивать мощность накачки.

Одной из существенных характеристик антенны является расстояние x_2 , на котором амплитуда низкочастотного параметрического излучения становится равной амплитуде накачки. Можно показать, что при $R \ll 1$ и для плоской, и для сферически расходящейся накачки имеет место условие $x_2 \approx -L_3 \ln \eta$ и, следовательно, «отрыв»

(при $x > x_2$) низкочастотного излучения происходит тем раньше, чем больше затухание в среде и чем выше эффективность преобразования. Это позволяет сделать качественное заключение о выгоде использования параметрического режима для целей активной локации. Он выгоден (естественно, если не применяются специальные методы увеличения отношения сигнал-шум, основанные на широкополосности антенны) при отражателе, расположенном на расстояниях, больших x_2 , и уровне сигнала (отраженного и приходящего в точку приема), превышающем уровень шумов, что возможно при достаточно высокой эффективности преобразования и достаточно высоком затухании накали в среде. Эти требования, однако, противоречивы, ибо в среде с очень высоким затуханием невозможно сформировать длинную антенну и получить узкую характеристику направленности. Антенна нашла приложение (см. ниже) в случае, когда большее затухание имеет место за расстоянием формирования низкочастотного излучения (например, при исследовании донных отложений, когда антенна формируется в воде, а излучение распространяется в сильнопоглощающие осадочные породы). Следует сказать, что во всех исследованных антеннах в воде расстояние x_2 достаточно велико; на этих расстояниях величина параметрического сигнала сравнима или меньше уровня шумов моря.

Первая квазидвумерная теория антенны была предложена Вестервельтом³. Теория основывалась на том, что одномерные уравнения нелинейной акустики в приближении более высоком, чем первое, представляют собой неоднородные волновые уравнения с известной из решений уравнений более низкого приближения неоднородностью. Уравнение второго приближения — уравнение с источниками, распределение которых определяется первичным полем. Последнее в теории³ предполагалось в виде узкого коллимированного пучка. Применение метода запаздывающих потенциалов позволило получить в дальнейшем поле

$$X(x, \theta) = \frac{\pi a^2 L_3}{2x\Lambda} \left[1 - 4 \left(\frac{2\pi L_3}{\Lambda} \right) \sin^4 \frac{\theta}{2} \right]^{-1/2}. \quad (2)$$

Полуширина характеристики направленности θ_W , определяемая из условия уменьшения X^2 в два раза, для длинной антенны ($L_3 \gg \Lambda$) равна

$$\theta_W \approx \sqrt{\frac{\Lambda}{\pi L_{31}}}. \quad (3)$$

Ограничения теории Вестервельта достаточно сильные:

1. Не учитывалась дифракция первичного поля и поперечное распределение вторичных источников. Это, по существу, и позволило использовать одномерную систему уравнений, искусственно вводя «двумерность» при отыскании второго приближения. Очевидно, что такое рассмотрение становится возможным при $L_3/L_D \ll 1$ и $a \ll \Lambda$; при этом параметр $N_D = L_3/L_D \Phi \ll 1$. Этот параметр, как будет видно ниже, играет существенное значение для параметрических антенн при учете дифракционных эффектов.

2. Исключено из рассмотрения ближнее поле вторичного излучения. Хотя, как правило, в приложениях представляет больший интерес характеристики в дальнем поле, в период исследования антенн и для выбора наилучших условий ее работы значительный интерес представляет процесс формирования параметрического излучения.

3. Приближенный характер теории очевиден из того, что использовалось второе приближение и, следовательно, теория применима лишь для маломощных первичных пучков.

Это привело к тому, что как по уровню излучения, так и по ширине характеристики направленности полного соответствия теории с экспериментом не было. В частности, при некоторых экспериментальных условиях характеристика направленности оказалась уже, чем это следует из формулы (3). Нужно, однако, сказать, что теория Вестервельта оказала значительное влияние на развитие представлений об антенне. Совершенствованию этой теории посвящено значительное число работ. В частности, в работах⁴⁻⁶ было учтено поперечное распределение вторичных источников. В значительном числе работ исследовались более сложные модели первичного поля, чем коллимированный пучок: сферически расходящаяся направленная волна^{7, 8}, коллимированный пучок в ближнем поле и конус сферически расходящихся волн — в дальнем⁹⁻¹¹. На основе модельных представлений о первичном поле проведены также расчеты ближнего поля антенны^{11, 12}.

Принципиально новая теория антенны, естественным образом учитывающая нелинейную дифракцию трехмерных волн, стала возможной на основе решения уравнения Хохлова — Заболотской для нелинейных звуковых пучков¹³. Это позволило получить теорию антенны, практически свободную от ограничений теории Вестервельта. В первой из работ этого направления¹⁴ рассматривалась задача о параметрическом излучении в ближней зоне при $x < L_D$, т. е. не учитывалась дифракция первичного излучения. В дальнейшем был рассмотрен¹⁵⁻¹⁷ более общий случай, учитывающий дифракцию как вторичного, так и первичного полей. В результате получено интегральное пред-

ставление формирования и излучения низкочастотной волны. Это представление в большинстве практически интересных случаев существенно упрощается для осевых распределений низкочастотного излучения и может быть найдено в явном виде. Практический интерес представляют антенны с $N_D \gtrsim 1$, т. е. антенны, в которых область взаимодействия первичных волн не только больше длины дифракции L_D первичного излучения и, следовательно, включает в себя и дальнее поле этого излучения, но и больше области эффективной параметрической генерации, длина которой $\sim L_D \Phi$. Случай, рассмотренный Вестервельтом ($N_D \ll 1$), очевидно не является оптимальным, так как первичное излучение слишком быстро затухает. Другой предельный случай $N_D \gg 1$ также не представляет существенного интереса, так как в этом случае основная область генерации параметрического излучения переносится в область сферически расходящейся накачки, где, как уже отмечалось, мала эффективность преобразования. В наиболее интересном случае $N_D \gtrsim 1$ на расстояниях $x < L_3$ осевое распределение, полученное в работе ¹⁷, дает

$$X(x) = \frac{2L_D}{\sqrt{4\Phi^2 + \Phi^2 x_H^2}} \sqrt{\arctg^2(2\Phi x_H) + \frac{1}{4} \ln^2 \frac{1 + 4\Phi^2 x_H^2}{(1 + x_H^2)^2}}, \quad (4)$$

где $x_H = x/L_D$. Из этого соотношения следует, что параметрическое излучение достигает максимума при $x_1 = L_D$, причем в максимуме

$$X_m \approx \frac{\pi L_D}{\sqrt{5} \Phi} \left(1 + \frac{1}{\pi^2} \ln^2 \Phi^2 \right).$$

В дальнем поле при $x \gg L_3$ согласно ¹⁵, ¹⁸

$$X(x) = \frac{2L_D}{x} \sqrt{\frac{1}{4} \ln^2(1 + N_D^2) + \arctg^2 N_D}. \quad (5)$$

Из этого соотношения видно, что на далеких расстояниях в сферически расходящейся низкочастотной волне осевое распределение слабо зависит от параметра N_D , причем при $N_D \ll 1$ по порядку величина (5) согласуется с (2).

Рассмотренные выше режимы в основном относились к ненасыщенной антенне, т. е. к условиям, при которых в области взаимодействия не формируется разрыв. В работах ¹⁵, ¹⁸, ¹⁹ проведен приближенный анализ режима насыщения, на основании

которого, однако, можно сделать лишь качественные заключения. Использование насыщенного режима, при котором разрыв формируется в области $x \lesssim L_D$, как уже отмечалось, позволяет получить высокую эффективность, однако, при этом область относительно высокого уровня низкочастотной волны близка к области существования пилообразной волны и короче, чем для ненасыщенной антенны. На больших расстояниях режим насыщения, вероятно, не может дать существенного преимущества. Слабая зависимость от граничных условий, как известно, характерна для систем, подчиняющихся уравнениям, близким к уравнению Бюргерса.

Несколько слов следует сказать о соотношении ширины характеристики направленности первичного и вторичного излучений. Соотношение (2) получено при условии $N_D \ll 1$ и δ -образной характеристики направленности первичного излучения (плоская волна); здесь естественно, ширина НЧ-характеристики больше, чем первичной. В случае $N_D \gtrsim 1$, $L_a \sim L_D \Phi$ и, легко видеть, что $\theta_0 \sim a/\lambda$, т. е. ширина вторичной характеристики имеет порядок ширины первичной. При $N_D \gg 1$ ряд теоретических работ, модельным образом учитывающих неоднородность первичного поля, предсказывает возможность получения более узкой (чем первичная) «квадратичной» характеристики. Эти работы, однако, основываются на неточном учете взаимодействия в ближнем и среднем поле антенны, ибо характеристика направленности первичного излучения в этой области считается уже сформировавшейся. Правильный учет взаимодействия во всех областях, вероятно, вряд ли позволит получение НЧ-характеристики

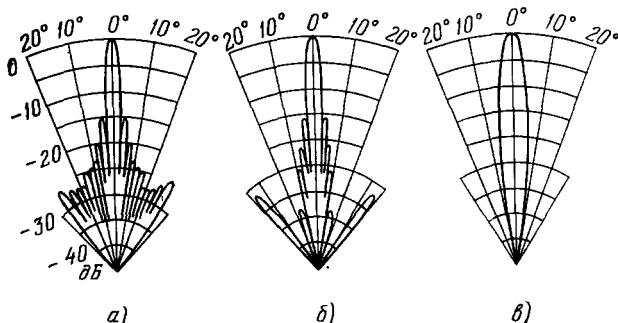


Рис. 2. Характеристики направленности первичного (а), б) и вторичного (в) излучений ²².

более узкой, чем характеристика первичного излучения. Практического значения вопрос о характеристике направленности при $N_D \gg 1$, по-видимому, не имеет, так как из сказанного выше очевидно, что этот режим работы антенны неэффективен.

Сложная взаимосвязь нелинейных, дифракционных и диссипативных эффектов в параметрической антенне приводит к необходимости оптимизации параметров антенны для получения наибольшего уровня излучения при сохранении острой характеристики направленности^{17, 20, 21}. Оптимизация, естественно, определяется и акустическими параметрами среды, в частности, антенна из-за меньшего затухания лучше работает в воде, чем в воздухе²⁰, что согласуется с экспериментом. Если не заданы какие-либо специальные дополнительные условия, то в воде оптимальные первичные частоты лежат в области $10^4 - 10^5$ Гц; на более низких частотах резко увеличивается оптимальный диаметр источника, более высокие частоты быстро затухают и длина антенны становится слишком малой. Для оптимизации длина образования разрыва должна быть порядка длины эффективной параметрической генерации¹⁷, а длина затухания также не меньше этой длины, т. е. $N_D \gtrsim 1$.

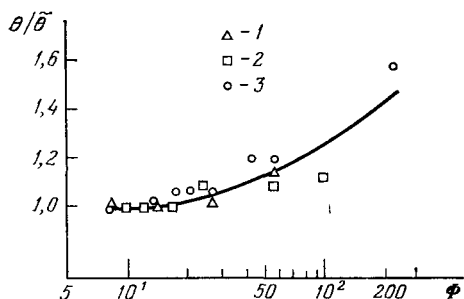


Рис. 3. Зависимость относительной ширины характеристики направленности от снижения по частоте.

1 — по²³, 2 —²⁴, 3 —¹⁰.

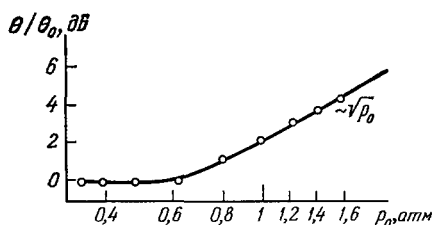


Рис. 4. Зависимость относительной ширины характеристики направленности от амплитуды первичного излучения²⁶.

Перейдем далее к экспериментальным работам. Нужно сказать, что из значительного числа экспериментальных работ большинство, хотя далеко не все, относятся к лабораторным моделям антенны. На рис. 2, а и б показаны характеристики направленности первичных волн частоты 418 (а) и 482 кГц (б) при диаметре излучателя $2a = 7,5$ см, на рис. 2, в — характеристика направленности вторичной волны 64 кГц²². Эти результаты показывают, что во вторичном излучении практически полностью исчезает сложная лепестковая структура первичного излучения; уровень ее ниже — 40 дБ. Однако далеко не во всех работах получались такие хорошие результаты; причиной «грушеобразной» характеристики может быть вызванное детектированием в радиопежах непосредственное излучение низкой частоты источником первичных волн. В области самых низких частот, при которых антенна становится короткой ($N \sim 1$), возможна нелинейная трансформация характеристики направленности, приводящая к относительно сильному боковому излучению³⁷. Ширина характеристики направленности в подавляющем большинстве экспериментальных работ несколько превышала ширину характеристики первичного излучения, приближаясь к ней при $N_D \gg 1$. Широкополосность антенны видна из рис. 3, где показано относительное увеличение ширины характеристики направленности вторичного излучения ($\tilde{\theta}$ — ширина при снижении $\Phi \leq 10$) с уменьшением низкой частоты по результатам ряда работ^{23, 24, 10}. Переход в режим насыщения сопровождается расширением характеристики направленности^{25, 18, 19, 26} $\sim \sqrt{p_0}$, что показано на рис. 4, и генерацией гармоник Ω : 2Ω , 3Ω и т. д.²⁷. Как показывает теория²⁸, особенности генерации гармоник зависят от вида модуляции первичной волны, а их характеристики направленности существенно отличаются от характеристики для Ω .

Результаты измерения осевого распределения уровня первичного (I) и вторичного (I_I) излучения относительно звукового давления 1 мкПа по данным разных авторов приведены на рис. 5, а соответствующие характеристики антенн в таблице. Уровень вторичного излучения, как видно из рис. 5, на расстояниях $\sim 10-20$ м лежит на 40—45 дБ ниже уровня первичного излучения; уровни должны сравняться на расстояниях $x_2 \sim 10-100$ км, где они будут порядка 1 дБ/см². В таблице в графе $Y_{II} - Y_I = -20 \log 2\Phi$ показан порядок максимальной теоретической эффективности, кото-

Характеристики антенн

Работы	Уровень первичного излучения, дБ	$\omega/2\pi$, кГц	$\frac{\Omega}{2\pi}$, кГц	$2a$, см	Φ	L_3/L_D	N_D	$Y_{II}-Y_I$, дБ
27	237	700	14,2	10	50	22	0,44	-40
7	210	450	64	7,5	7	150	21	-23
29	220	890	40	2	22	270	12	-33
24	220	1064	50	3,5	21	66	3,1	-33
23	214	1435	50	2,0	29	42	2,9	-35
30	230	840	50	1×1	17	1200	71	-30

рый примерно на 10 дБ выше полученных экспериментально. Это свидетельствует о том, что характеристики антенн не оптимальны. Приведенные результаты, как видно из таблицы, относятся к лабораторным моделям антенны с первичными частотами в области 0,5 — 1,5 МГц: для воды, как уже отмечалось, эта область частот не является оптимальной. В режиме, близком к оптимальному, по-видимому, исследовалась антенна в ³¹, где при $\omega/2\pi = 105$ кГц, $2a = 92$ см на частоте $\Omega/2\pi = 5$ кГц было получено

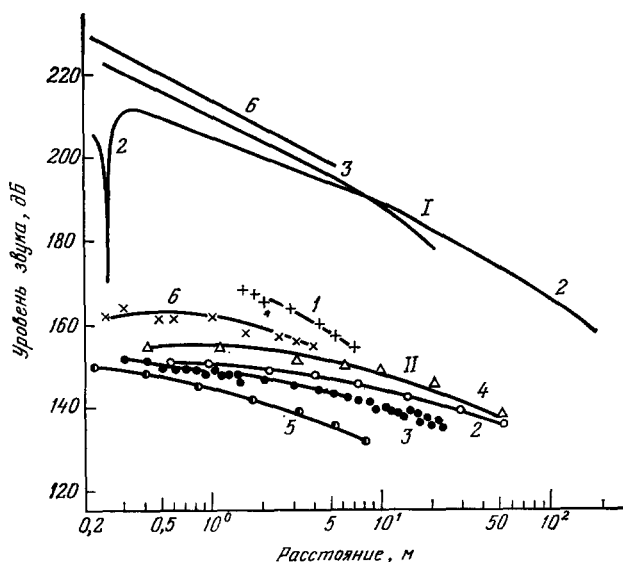


Рис. 5. Уровень первичного (I) и вторичного (II) излучений на оси в зависимости от расстояния.

1 — по ²⁷, 2 — ⁷, 3 — ²⁹, 4 — ²⁴, 5 — ²³, 6 — ³⁰.

$\eta = 10^{-2}$, что близко к теоретическому максимуму. Снижение уровня параметрического излучения по мере увеличения снижения по частоте согласно данным работ ³¹, ²⁹ показано на рис. 6. Сплошная линия соответствует зависимости $p_{\Omega} \sim \Omega^{1,7}$; в соответствии с теорией ³ эта зависимость должна быть $\sim \Omega^2$.

Можно было бы предполагать, что для длинных антенн в реальных морских условиях могут оказывать влияние флуктуации скорости звука, дисперсия, рефракция. Как показали исследования ³², флуктуации скорости не оказывают существенного влияния на работу антенны. При дисперсии, принципиально возможной из-за большого снижения по частоте, легко показать ³³, что параметрическое излучение будет иметь максимум под углом

$$\theta = \arccos \frac{k_1 - k_2}{k_d} = \sqrt{\frac{2\Delta c}{c_0}}$$

к оси антенны; здесь k_1 , k_2 и k_d — волновые числа первичных и вторичной волн, $\Delta c = |c_\omega - c_\Omega|$; в реальных условиях $2\Delta c/c_0$ не превышает долей процента, это дает для $\theta \approx 1,7^\circ$. Антенны, как правило, имеют несколько большую ширину, однако, из этой оценки видно, что с дисперсионным уширением характеристики нужно считаться.

В заключение следует сказать несколько слов об использовании антенны²². Основное приложение антенны пока что нашла для профилирования дна с высоким разрешением и исследования структуры морских донных отложений^{34, 36}. Последнее основано на том, что низкочастотное излучение существенно меньше поглощается в осадочных породах, чем высокочастотное; есть сообщение о возможности проникновения в донные отложения на глубины до 75 м при глубине места 1 км. Острая характеристика направленности позволяет при этом использовать антенну для поиска в донных отложениях инородных предметов, в частности, в морской археологии²². Широкополосность антенны допускает оптимальную обработку гидролокационных сигналов и обнаружение «слабых» целей, а также исследование частотных характеристик звуко рассеивающих слоев и донных отложений. Это же свойство антенны использовалось для кодированной подводной связи на расстояниях до 4 км³⁶, причем отмечалась высокая надежность передачи. Безлепестковая структура вторичного поля позволяет работать практически в одномодовом режиме в мелком море и избавиться от донной и поверхностной реверберации²². Параметрические антенны находят применение в качестве широкополосного источника низкочастотного звука для калибровки гидроакустических приемников в условиях бассейна, где необходимо свести до минимума отражения от стенок бассейна. Были попытки использования параметрического режима в «ультразвуковом рентгене». Высказывалась гипотеза о том, что эхолокационный аппарат дельфина, имеющий, как известно, очень высокую угловую разрешающую способность при низкой частоте и малом источнике, основан на использовании параметрического режима^{22, 36}.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Наугольных К. А., Солуян С. И., Хохлов Р. В.— Акуст. ж. 1963, т. 9, с. 192.
2. Fenlon F. H.— J. Acoust. Soc. Am., 1974, v. 55, p. 539.
3. Westervelt P. Y.— Ibid., 1963, v. 35, p. 535.
4. Lauvstad V. R., Tjøtta S. Y.— Ibid., 1962, v. 34, p. 1045.
5. Naze Y., Tjøtta S. Y.— Ibid., 1965, v. 37, p. 174.
6. Зверев В. А., Калачев А. И.— Акуст. ж., 1968, т. 14, с. 214.
7. Muir T., Willette Y.— J. Acoust. Soc. Amer. 1972, v. 52, p. 1481.
8. Berktaу H. O., Leahy D. Y.— Ibid., 1974, v. 55, p. 539.
9. Moffet M. B., Mellen R. H.— Ibid., 1977, v. 61, p. 325.
10. Hobaek H., Westrheim M.— Acoustica, 1977, v. 37, p. 74.
11. Berktaу H. O., Shooter Y. A.— J. Acoust. Soc. Amer., 1973, v. 53, p. 550.
12. Rolling R. L.— Ibid., 1975, v. 59, p. 964.
13. Заболотская Е. А., Хохлов Р. В.— Акуст. ж., 1969, т. 9, с. 54.
14. Новиков Б. К., Руденко О. В., Солуян С. И.— Ibid., 1975, т. 21, с. 591.
15. Новиков Б. К. Автореферат кандидатской диссертации.— М.: МГУ, 1976.
16. Новиков Б. К., Рыбачек М. С., Тимошенко В. И.— Акуст. ж., 1977, т. 23, с. 621.
17. Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. Н., Сухорокова А. К.— Ibid., 1977, т. 23, с. 596.
18. Fenlon F. H.— In: Finite Amplitude Wave Effects in Fluids: Proc. of Symposium Copenhagen, 1973.— Guilford; 1974.— P. 160.
19. Заславский Ю. М., Сутин А. М.— В кн. Тезисы докладов совещания «Нелинейная гидроакустика-76».— Таганрог: 1976.— С. 26.

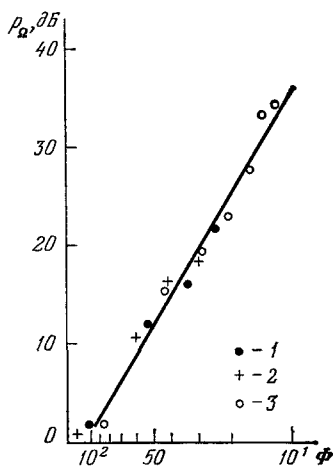


Рис. 6. Зависимость уровня вторичного излучения от снижения по частоте.

1 — по³¹ на частоте 105 кГц, 2 — по³¹ на частоте 123 кГц, 3 — по²⁶.

20. Зарембо Л. К., Красильников В. А.— В сб. Прикладная акустика. — Таганрог: Радиотехн. ин-т, 1976.— С. 3.
21. Есипов И. Б., Наугольных К. А.— Цитир. в¹⁹ сб.— С. 7.
22. Muir T. G.— In: 1974 Ultrasonic Symposium Proceedings, Milwaukee, Wisk., 1974.— N.Y.: 1974,— P. 603.
23. Eller I. A.— J. Acoust. Soc. Amer., 1974, v. 56, p. 1735.
24. Вернигоров Ю. М., Рыбачек М. С., Тимошенко В. И.— Цитир. в¹⁹ сб.— С. 61.
25. Mellen R. N., Browning B. G., Konrad W. L.— J. Acoust. Soc. Amer., 1971, v. 49, p. 932.
26. Есипов И. Б., Козяев Е. Ф.— В кн. Тезисы докладов X Всесоюзной акустической конференции.— М.: 1977.— Секция Б, с. 59.
27. Willette J. G., Moffet M. B.— В кн. Труды VI Международного симпозиума по нелинейной акустике.— М.: Изд-во Моск. ун-та, 1976.— Т. I, с. 308.
28. Елизарова Т. Г., Новиков Б. К., Солуян С. И.— Цитир. в¹⁹ сб.— С. 11.
29. Bjorno L., Cristoffersen B., Schreiber M. P.— Цитир. в²⁷ сб.— Т. 1, с. 249.
30. Tournois P., Fromont B.— Ondes Electr., 1976, t. 56, p. 17.
31. Есипов И. Б., Зверев В. А., Калачев А. И., Наугольных К. А.— В кн. Тезисы докладов VI Международного симпозиума по нелинейной акустике.— М.: Изд-во Моск. ун-та, 1975.— С. 216.
32. Smith B. V.— J. Sound and Vibr., 1971, v. 17 (1), p. 27; in: Proc. of Symposium on Nonlinear Acoustics.— Birmingham, 1971.— P. 130.
33. Новиков Б. К.— Акуст. ж., 1976, т. 22, с. 86.
34. Pettersen P., Novem J. M., Løvik A., Knudsen T.— Radio and Electronic Eng., 1977, v. 47, p. 105.
35. Quazi A. H., Viccione D. M., Lackoff M. R., Ganuon E. C., Kurth R. R.— In: Proc. of 9th Intern. Congress on Acoustics.— Madrid: 1977.— Vol. 2, L28, p. 662.
36. Мюир Т. Д.— В кн. Акустика морских осадков/Под ред. Л. Хэмптона.— М.: Мир, 1977.— С. 227.
37. Зарембо Л. К., Чунчузов И. П.— Цитир. в ²⁶ [сб.—Секция Б, с. 63.