

УДК 534.222

## ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ В РЕЖИМЕ НАСЫЩЕНИЯ

*Лернер А. М., Сутин А. М.*

Рассмотрены критерии влияния нелинейных эффектов на поле мощных гидроакустических излучателей. Дается методика расчета поля параметрического излучателя с учетом линейного и нелинейного поглощений и находятся оптимальные частоты таких излучателей.

В параметрических излучателях звука часто используются интенсивные пучки накачки, для которых существенны эффекты нелинейного насыщения [1, 2], ограничивающие эффективность таких излучателей [3, 4]. Обычно режимы работы параметрических излучателей характеризуются параметром

$$\kappa = LF/R_{\phi}f, \quad (1)$$

где  $L$  — характерная длина параметрической антенны, определяемая линейным и нелинейным поглощением волн накачки,  $F/f$  — отношение низкой частоты параметрического излучателя к частоте накачки,  $R_{\phi} = \pi a^2/\lambda$  — длина зоны Фраунгофера по высокой частоте,  $a$  — радиус излучателя,  $\lambda$  — длина волны накачки.

Влияние эффектов нелинейного насыщения на поле параметрического излучателя исследовалось для плоского пучка накачки при  $\kappa \ll F/f$  [3, 5] и для сферически-расходящегося пучка при  $\kappa \gg 1$  [6]. В то же время оценки показывают [3, 7–9], что оптимальные частоты накачки лежат в области  $\kappa \sim 1$ , которая для режима насыщения еще не исследована.

Здесь рассматриваются критерии влияния нелинейных эффектов на поле мощных излучателей, дается описание методики расчета параметрических излучателей с учетом линейного и нелинейного поглощений волн накачки.

Рассмотрим критерии, позволяющие оценить влияние нелинейных и диссипативных эффектов на поле мощного монохроматического излучателя. Относительное влияние дифракционных и нелинейных эффектов характеризуется параметром [10–12]

$$N = 2\pi\epsilon M (a/\lambda)^2, \quad (2)$$

где  $M = P_0/\rho c^2$  — акустическое число Маха вблизи излучателя, создающего волну с амплитудой давления  $P_0$ ,  $\epsilon = 3,5$  — параметр нелинейности воды,  $\rho$  — плотность,  $c$  — скорость звука. При  $N \ll 1$  нелинейные эффекты незначительны, а при  $N \gg 1$  нелинейное поглощение приводит к сильному затуханию в ближней зоне излучателя. Для гидроакустики этот случай не интересен и, естественно, таких излучателей не существует. Нас интересует случай промежуточных значений  $0,1 < N < 1$ , когда нелинейное затухание сказывается в дальней зоне излучателя. Для расчетов удобнее (2) представить в виде

$$20 \lg N = \text{УИ}_0 + 20 \lg f - 293,3, \quad (3)$$

где  $\text{УИ}_0$  — амплитуда давления в волне, дБ, относительно давления с амплитудой 1 мкПа,  $f$  — частота излучения, кГц.

Заметные искажения формы волны могут наблюдаться при  $N > 0,1$ , т. е. при уровнях излучения  $\text{УИ}_0 > 273 - 20 \lg f$ , что может достигаться в достаточно мощных и высокочастотных излучателях.

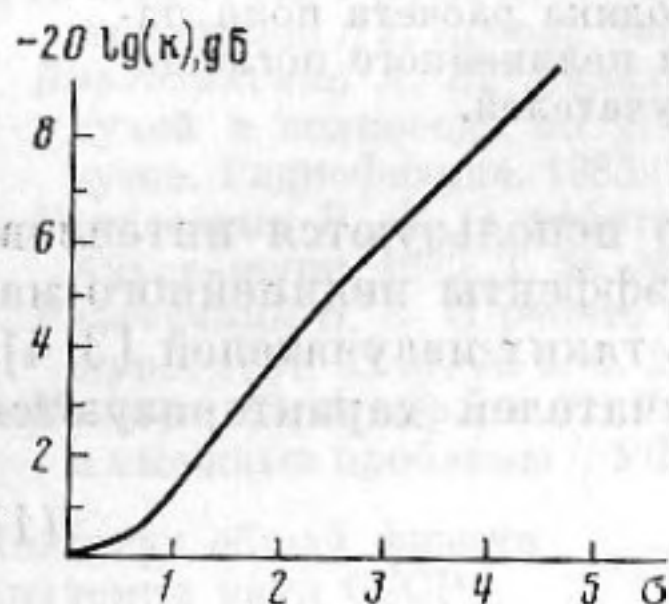
Оценку поля мощного излучателя выполним на основании приближенного поэтапного подхода, основанного на разделении этапов линейной дифракции, нелинейного и линейного поглощений [12].

Границей линейного этапа можно считать расстояние Фраунгофера  $R_\Phi$ . Нелинейный этап имеет протяженность от  $R_\Phi$  до некоторого характерного расстояния  $R_*$ , на котором вязкие и нелинейные эффекты становятся одного порядка. Наконец, на расстояниях, больших  $R_*$ , преобладает линейное затухание.

На первом этапе происходит линейная дифракция и формируется линейная диаграмма направленности  $D(\theta)$ .

На следующем этапе (от  $R_\Phi$  до  $R_*$ ) преобладает нелинейность. Нелинейные искажения под каждым углом  $\theta$  описываются независимо вдоль сферически-расходящихся лучевых трубок. Эти искажения характеризуются параметром

$$\sigma = \pi N D(\theta) \ln \left( \frac{R}{R_\Phi} \right). \quad (4)$$



При  $\sigma=1$  в волне образуются разрывы, а при  $\sigma>1$  энергия волны спадает вследствие нелинейного затухания. Фурье-компонента на основной частоте  $P_0$  и средняя энергия волны изменяются по законам:

$$P_0 = \frac{K(\sigma) P_0 R_\Phi}{R}, \quad (5)$$

$$I = \frac{\Phi(\sigma) P_0^2 R_\Phi^2}{2\rho c R^2}.$$

Фиг. 1. Зависимость коэффициента нелинейного поглощения основной гармоники волны от параметра  $\sigma$

Коэффициент  $K(\sigma)$  определяется модифицированной формулой Бесселя-Фубини [13] и приведен на фиг. 1. Выражение для коэффициента нелинейного затухания энергии  $\Phi(\sigma)$  содержится в [6], однако здесь будем использовать более простое приближенное соотношение [4]:

$$\Phi(\sigma) = \begin{cases} 1, & \text{при } \sigma \leq 1, \\ \frac{2}{3} \left( \frac{\pi}{1+\sigma} \right)^2 - 7,85 \exp(-2,5\sigma), & \text{при } \sigma > 1. \end{cases} \quad (6)$$

Область нелинейности продолжается до расстояния  $R_*$ , на котором нелинейное затухание станет порядка линейного. Отношение нелинейности к диссипации характеризуется акустическим числом Рейнольдса, представляющим собой отношение характерной длины затухания  $L \approx \alpha^{-1}$  к характерной длине нелинейности  $x_* = \lambda / 2\pi \epsilon M$ :

$$Re = \frac{L}{x_*} = \frac{2\pi \epsilon M}{\alpha \lambda}. \quad (7)$$

Здесь  $\alpha$  — коэффициент затухания волны,  $M$  — локальное акустическое число Маха в данной точке. При  $Re > 1$  преобладает нелинейность и граница нелинейного этапа находится из условия  $Re \approx 1$ . Оценим расстояние  $R_*$ , исходя из предположения, что амплитуда волны уменьшается главным образом из-за сферической расходимости. В этом случае закон изменения акустического числа Рейнольдса с расстоянием  $Re = Re_0 / R$ , где  $Re_0$  — число Рейнольдса, приведенное к 1 м. Отсюда видно, что расстояние преобладания нелинейности  $R_* = Re_0$ . Выражая эту величину в удобном для расчетов виде, получим

$$R_* = Re_0 = \frac{f}{\beta} 10^{(v_{н/20} - 10,55)} \quad (8)$$

Литературный источник	[1]	[16]
Радиус излучателя $a$ , м	1,15	0,08
Акустическая мощность, кВт	40	1,2
Частота накачки, кГц	13	180
Акустическое число Рейнольдса, приведенное к 1 м, $R_*$ , м	1400	60
Коэффициент нелинейного затухания основной частоты $K$ , дБ	-4	-10
Разностная частота, кГц	1	20
Уровень излучения на основной разностной частоте, дБ/мкПа·м	211,4	200,9
Уровень излучения на $2F$ , дБ/мкПа·м	195,2	192,6
Уровень излучения на $3F$ , дБ/мкПа·м	178,7	183,5
Оптимальная частота по формуле (9) в линейном режиме, кГц	17,4	187
Оптимальная частота в режиме насыщения, кГц	13	145
Фактор нелинейного поглощения, дБ	-0,2	-1,3

где  $\beta$  — коэффициент затухания звука в море, выраженный в дБ/км. Наиболее широко используются для затухания эмпирическая формула Шихи и Хале [14]

$$\beta = 0,036 f^{1/2} \quad (9)$$

и формула Торпа, учитывающая релаксационные процессы,

$$\beta = \frac{0,11 f^2}{1+f^2} + \frac{44 f^2}{4100+f^2} + 3 \cdot 10^{-4} f^2. \quad (10)$$

При  $R > R_*$  нелинейное затухание становится несущественным и преобладает уже обычное линейное поглощение.

Таким образом, легко оценить влияние нелинейного затухания на поле мощного излучателя. Для этого определяются параметры  $N$ ,  $R_*$  по формулам (3), (8), затем, подставляя  $R_*$  в (4), определяется параметр  $\sigma_*$ . Из фиг. 1 по значению  $\sigma_*$  находится дополнительное нелинейное затухание для основной частоты, а по формуле (6) — для энергии волны. В таблице приведены такие расчеты для нелинейного затухания первичных полей мощных параметрических излучателей.

Перейдем теперь к определению оптимальных частот мощных параметрических излучателей. Под оптимальной будем понимать такую частоту накачки, при которой поле на оси максимально при фиксированном размере излучателя, интенсивности накачки и низкой частоте излучения. Для случая, когда нелинейное затухание накачки не существенно ( $N \ll 1$ ), из приближенного решения уравнения Заболотской — Хохлова [9] и машинных расчетов [15] было установлено, что в оптимальном режиме  $\kappa \approx 3,4$ . Из (1), (9) следует выражение для оптимальной частоты:

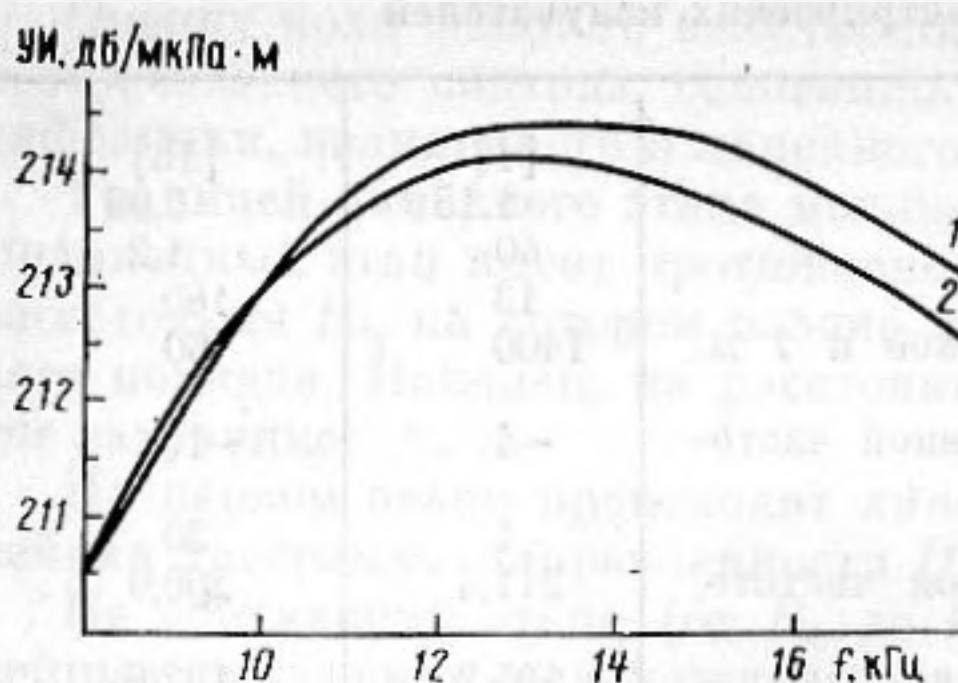
$$f_{\text{опт}} = 19 (F/a^2)^{2/3}, \quad (11)$$

где  $F$  — низкая частота излучения, кГц,  $a$  — радиус излучателя, м.

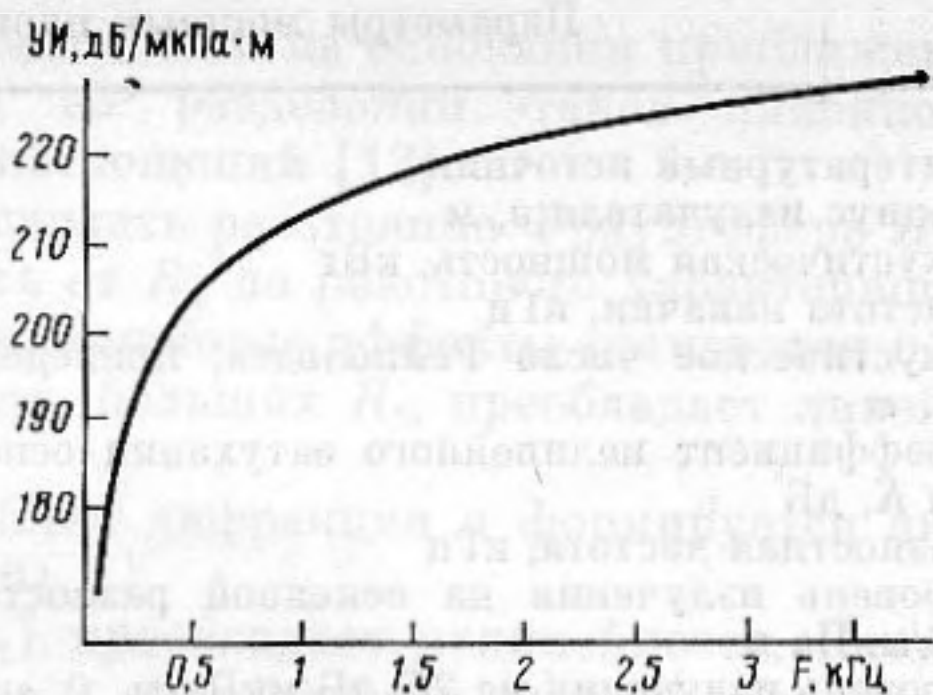
При учете нелинейного затухания оптимальная частота должна уменьшаться.

Для расчетов поля параметрического излучателя с учетом линейного и нелинейного затухания была разработана программа, основанная на интегрировании по вторичным источникам в дальней зоне круглого излучателя. Подобная программа без учета нелинейного затухания использовалась в [15]. Учет нелинейного поглощения производился путем анализа искажений на каждом участке сферически-расходящегося узконаправленного модулированного пучка, аналогично тому, как это делалось в [4, 6]. Таким образом, поле на частоте  $F$  и ее гармониках  $nF$  вычислялось путем интегрирования по вторичным источникам:

$$P_n = \frac{\varepsilon A^2 n^2 k_s^2}{4\rho c^2 R} B_n, \quad B_n = \int_{R_\Phi}^{x_{\text{max}}} dx \int_0^{3\gamma} q_n D^2(\theta) \sin \theta \exp\left(-\frac{ik_s n \theta^2}{2}\right) d\theta, \quad (12)$$



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 2. Зависимость уровня поля на частоте 1 кГц для мощного параметрического излучателя, изготовленного в США [1] от частоты накачки: 1 — затухание учитывалось по формуле (9), 2 — по формуле (10)

Фиг. 3. Амплитудно-частотная характеристика мощного параметрического излучателя

где  $A$  — амплитуда давления на оси излучателя в волне накачки, приведенная к 1 м,  $k_s = 2\pi F/c$ ,  $x$  — координата вдоль пучка,  $\gamma = \lambda/a$  — характерная ширина диаграммы направленности, предполагается  $\gamma \ll 1$ ,  $x_{\max} = 2 \cdot 10^4 / \beta$  — расстояние, на котором линейное затухание приводит к уменьшению накачки на 20 дБ. Функция источников  $q_n$  в (12) рассчитывается аналогично [4]:

$$q_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} E^2(\tau) \phi \cos n\tau d\tau, \quad (13)$$

где  $E(\tau)$  — функция модуляции пучка накачки; для бигармонической накачки  $E(\tau) = \sin(F\tau/2)$ ,  $\tau = 2\pi(t - x/c)$  — бегущая с волной координата, функция  $\phi$  описывает нелинейное затухание среднего квадрата волны накачки для каждого отдельного участка волны и определяется выражением (6), в котором

$$\sigma = ND(\theta) E(\tau) \ln\left(\frac{x}{R_\phi}\right). \quad (14)$$

Для того чтобы учесть линейное и нелинейное затухания, определялось расстояние  $R$ , где число Рейнольдса становится порядка единицы и на расстояниях  $R > R \cdot D(\theta)$  закон изменения вторичных источников с расстоянием определялся линейным поглощением и задавался законом  $q_n \sim \exp(-2,3 \cdot 10^{-4} \beta x)$ .

С помощью разработанной программы были рассчитаны зависимости уровня поля на оси параметрического излучателя от частоты накачки для двух известных систем, предназначенных для гидрофизических исследований [1, 16]. На фиг. 2 приведены результаты расчета поля мощного параметрического излучателя, разработанного в США, при законах затухания, описываемых формулами (9) и (10). Видно, что они довольно близки. Подобная зависимость уровня поля от частоты накачки получается и для параметрического излучателя ПГЛ-5М [16].

В таблице приведены параметры излучателей, их оптимальные частоты. Видно, что мощный американский излучатель работает на оптимальной частоте, а для параметрического излучателя ПГЛ-5М рабочая частота несколько выше оптимальной. На фиг. 3 приведена рассчитанная амплитудно-частотная характеристика мощного параметрического излучателя. Можно видеть, что рассчитанный уровень поля выше измеряемого в экспериментах [1]. Это связано с тем, что измерения проводились на расстоянии около 80 м от излучателя, где вторичное поле еще не сформировалось.

Следует отметить, что нелинейные эффекты в волне накачки приводят к возникновению в спектре излучения высших гармоник частоты  $F$ . В таб-

лице приведены результаты расчетов уровней излучения на первых трех гармониках разностной частоты. Уровни излучения приведены к расстоянию 1 м и выражены относительно 1 мкПа по среднему квадратичному значению. В таблице содержится также значение фактора нелинейного поглощения, под которым понимается уменьшение уровня поля на разностной частоте по сравнению с рассчитанным без учета нелинейного затухания. Видно, что это уменьшение довольно небольшое. Таким образом, здесь, несмотря на довольно сильное нелинейное поглощение вблизи оси излучателя, уровень поля параметрического излучателя близок к рассчитанному по линейной теории. Это связано с тем, что нелинейное затухание сильно сказывается лишь вблизи оси пучка накачки, а поле параметрического излучателя определяется вторичными источниками, расположенными во всей области пучка накачки, и велик вклад источников в стороне от оси, где эффекты нелинейного поглощения несут незначительный вклад. Однако при работе на частотах накачки выше оптимальной, нелинейное поглощение может приводить к заметному уменьшению поля параметрического излучателя, что наблюдалось в специально поставленных экспериментах с высокочастотными излучателями [2, 9].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мюир Г. Д., Томпсон Л. А., Кокс Л. Р., Фрей Х. Г. Низкочастотная параметрическая система для исследований по акустике океана. Акустика дна океана. М.: Мир, 1984. С. 287–289.
2. Willette J. G., Moffet M. B., Konrad W. L. Harmonic of the difference frequency in saturation-limited parametric sources // J. Acoust. Soc. Amer. 1977. V. 62. № 6. P. 1377–1381.
3. Новиков Б. К., Руденко О. В., Тимошенко В. И. Нелинейная гидроакустика. Л.: Судостроение, 1981.
4. Сутин А. М. О предельном режиме работы параметрического излучателя ультразвука // Акуст. журн. 1978. Т. 24. № 1. С. 104–107.
5. Merklinger H. M. Improved efficiency in the parametric transmitting array // J. Acoust. Soc. Amer. 1975. V. 58. № 4. P. 784–787.
6. Гурбагов С. И., Демин Н. Ю., Сутин А. Н. Взаимодействие нелинейно-ограниченных сферических пучков в параметрических излучателях // Акуст. журн. 1979. Т. 25. № 4. С. 515–520.
7. Наугольных К. А., Островский Л. А., Сутин А. М. Параметрические излучатели звука // Нелинейная акустика. Теоретические и экспериментальные исследования. Горький: Изд-во ИПФ АН СССР, 1980. С. 9–30.
8. Дунина Т. А., Есипов И. Б., Козяев Е. Ф. К теории параметрического излучения // Тр. VI Межд. симп. по нелинейной акустике. Ч. 1. М.: Изд-во МГУ, 1976. С. 296–307.
9. Козяев Е. Ф. Режимы работы параметрических излучателей и параметрическое излучение звука в двухфазных средах: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: МГУ, 1985.
10. Руденко О. В., Солуян С. И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975.
11. Бахвалов Н. С., Жилейкин Я. М., Заболотская Е. А. Нелинейная теория звуковых пучков. М.: Наука, 1982.
12. Сутин А. М. Дифракционные явления в интенсивных звуковых пучках. Нелинейная акустика. Теоретические и экспериментальные исследования. Горький: Изд-во ИПФ АН СССР, 1980. С. 45–67.
13. Мюир Г. Д. Нелинейная акустика и ее роль в геофизике морских осадков // Акустика морских осадков. М.: Мир, 1977. С. 227–273.
14. Клещев А. А., Клюкин И. И. Основы гидроакустики. Л.: Судостроение, 1987.
15. Лернер А. М., Сутин А. М. Влияние газовых пузырей на поле параметрического излучателя звука // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 5. С. 657–660.
16. Гренчихин В. А., Гурский В. В. Гидролокатор для исследовательских целей. Прикладная акустика. Вып. 10. Таганрог: Изд-во ТРТИ, 1983. С. 86–93.

Институт прикладной физики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
1.VI.1987