«Оптика атмосферы и океана», **9**, N 8 (1996)

УДК 551. 501. 7

Н.Н. Бочкарев

ОПТИМИЗАЦИЯ МОЩНЫХ РУПОРНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ЗВУКА

Определены условия оптимизации акустических параметров рупора экспоненциального типа в мощных излучателях звука, предназначенных для работы в атмосфере. Показано, что проведение последовательного численного решения уравнения рупора и уравнения Хохлова–Заболотской позволяет значительно повысить точность расчетов в задачах оптимизации акустических параметров мощных излучателей звука.

В мощных излучателях звука (МИЗ), предназначенных для работы в атмосфере, например в устройствах акустического зондирования и звуковещания, широко используются рупорные головки, обладающие высоким кпд. Оптимально сконструированный рупор во многом определяет реализацию возможностей МИЗ.

Дальность действия измерительных и пеленгационных систем, использующих МИЗ, – один из важнейших параметров их эффективности. В работах [1, 3] было показано, что проведение численного моделирования с использованием уравнения Хохлова–Заболотской–Кузнецова (ХЗК) позволяет оптимизировать параметры мощного звукового пучка с целью достижения максимально возможной дальности действия. При этом рассмотрено распространение звука от плоскости апертуры МИЗ ($z = 0$, z – безразмерная продольная координата в уравнении ХЗК). Однако до плоскости апертуры МИЗ звуковая волна, возбуждаемая мембраной электродинамического преобразователя, распространяется в рупоре МИЗ и претерпевает значительные нелинейные искажения, которые следует учитывать при дальнейшем рассмотрении процесса распространения звука в атмосфере. Таким образом, оптимизация параметров отдельного рупора, как элемента МИЗ, будет наиболее эффективной, если ее проводит в совокупности с решением задачи распространения мощного звукового пучка в атмосфере.

В данном сообщении оптимизация параметров отдельного рупора проводится численно и совместно с решением уравнения ХЗК [1], т.е. с учетом дифракции звукового пучка, диссипации волны и нелинейности среды.

Как известно [2], экспоненциальный профиль рупора ($A(x) = A(0)\,\exp(\alpha_p x)$, где $A(x)$ – поперечное сечение рупора; x – продольная координата, α_P – коэффициент рупора) наиболее эффективен, т.к. позволяет, насколько это возможно, добиться постоянства потока энергии вдоль рупора. Одномерное волновое уравнение и его решение для такого рупора известны. Записанные для звукового давления они имеют следующий вид:

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = c_0^2\left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \alpha_p\,\frac{\partial P}{\partial x}\right); \qquad (1)$$

$$P = P_0\,\exp[i\omega t - i(\omega c_0^{-2} - \alpha_p^2/4)^{0,5}\,x - \alpha_p\,x/2],$$

где $\omega = 2\pi f$, f – частота звуковой волны; c_0 – скорость звука.

Характер решения уравнения (1) не меняется, если выполняется условие (в практических целях оно должно быть выполнено с большим запасом):

$$\omega > \alpha_p\,c_0/2. \qquad (2)$$

Предельное значение $\omega = \alpha_p c_0/2$ – «пороговая частота». Для рупора входящего в многоэлементную решетку, достаточно, чтобы «пороговая частота» была примерно в 2 раза ниже наименьшей частоты рабочего диапазона всей решетки.

Нелинейное распространение волны вдоль рупора с учетом искажений профиля волны для среды без дисперсии можно проследить с помощью уравнения простой волны, учитывающего однородный сдвиг волнового профиля (уравнение Римана):

$$\frac{\partial V}{\partial T} + V\frac{\partial V}{\partial X} = 0, \tag{3}$$

где

$$V = v/V_0(x);\ T = \int_0^x V_0(x)dx;\ X = \int_0^x \frac{dx}{c_0} - t;\ v = 1/c_0 - 1/(u + c);\ c = c_0 + u(\gamma - 1)/2;\ c_0^2 = \gamma P/\rho_0;\ \gamma = c_p/c_V;$$

ρ_0 – плотность воздуха, c_p и c_V – теплоемкость воздуха при постоянном давлении и постоянном объеме соответственно; $V_0(x)$ – масштабная функция, например, вида $V_0(x) = [A(x)\rho_0]^{-0,5} c_0^{-5/2}$ – для ограниченного твердыми стенками совершенного газа с постоянной теплоемкостью.

Можно показать, что для экспоненциального рупора в результате решения уравнения (3) получено следующее соотношение:

$$x_р = -\frac{2}{\alpha_р}\ln\left(-\frac{\alpha_р\,\rho_0\,c_0^3}{(\gamma + 1)\max(\partial P/\partial t)_{x=0}} + 1\right), \tag{4}$$

где $x_р$ –расстояние образования разрыва волны в рупоре.

Из соотношений (2), (4) следует система условий:

$$-\frac{(\gamma + 1)[\exp(-\alpha_р\, l/2) - 1]}{\rho_0\, c_0^3}\max\left(\frac{\partial P}{\partial t}\right)_{x=0} < \alpha_р < \frac{2\omega}{c_0}, \tag{5}$$

$$\mathrm{tg}\varphi_р = \sqrt{\pi}\, r_0\,\frac{\alpha_р}{2}\exp(\alpha_р\, l/2),\ P < 0{,}2\ \text{МПа},$$

где l – длина рупора; $\varphi_р$ – угол раскрыва рупора в устье; r_0 – радиус «горла» рупора. Для того чтобы долей звуковой энергии, отраженной от устья рупора в «горло», можно было пренебречь, раскрыв рупора должен составлять не менее 40° для одиночного рупора и несколько меньше для рупора в многоэлементной решетке. Система условий (5) позволяет оперативно оценить оптимальные параметры отдельного рупора.

Для решения задачи максимального увеличения дальности действия МИЗ, работающего в атмосфере, недостаточно использования условий (5). Необходимо провести численный анализ уравнения (3), что позволяет определить искажения профиля волны и рассчитать перекачку энергии волны вверх по спектру. Затем полученные при решении уравнения (3) амплитуды гармоник в плоскости устья рупора использовать в качестве начального условия для решения уравнения ХЗК. Такой численный анализ был проведен в ходе подготовки материалов настоящей статьи. Отметим, что в [3] описан модифицированный алгоритм численного решения уравнения ХЗК, а результаты моделирования сопоставлены с данными эксперимента работы [4], но при этом не приняты во внимание нелинейные искажения при $z = 0$ (плоскость рупоров в многоэлементном МИЗ).

Для сопоставления результатов моделирования с экспериментальными данными в настоящей работе были использованы сведения из работы [4], а также результаты измерения коэффициента нелинейных искажений (КНИ) в устье отдельного экспоненциального рупора, входящего в состав многоэлементного МИЗ, для первых четырех гармоник звукового сигнала. КНИ изменялся от 2,5 до 21% при увеличении электрической мощности, подводимой к МИЗ, с 25 до 3600 Вт. Рупоры, из которых изготовлен МИЗ, описанный в [4], достаточно близки к критерию «оптимальный» и имели следующие характеристики: $r_0 = 0{,}009$ м, $l = 0{,}815$ м, $\alpha_р = 5{,}721$.

С учетом системы условий (5) проведено последовательное численное решение уравнения (3) и уравнения ХЗК по алгоритму работы [3]. При этом результат решения уравнения (3) (амплитуды гармоник) использовался в определении начальных условий вида

$$\rho_m(z = 0) = K_m \exp(-R^n)\cos(\omega_m\tau)$$

для уравнения ХЗК (n = 16 – гипергауссов пучок, K_m – амплитуды гармоник на оси звукового пучка, m – номер гармоники). Расчеты проведены при следующих значениях исходных параметров для решения уравнения ХЗК (обозначения параметров такие же, как в [1, 3]): B = 0,5, N = 0,125÷1,5 (пиковое звуковое давление P, создаваемое излучателем на расстоянии 30 м при электрической мощности 100 Вт, составляло 11,2 Па), z = 1,1. Диссипация звуковой энергии при численном решении системы уравнений работы [3] была учтена путем замены произведения Mm^2, где M – коэффициент диссипации в уравнении ХЗК, на текущие значения M_m, рассчитанные по формулам [5]. Для достижения точности расчетов не хуже 4% было достаточно учета десяти гармоник и шести шагов по дальности z. Сравнение результатов моделирования и эксперимента показало, что их расхождение составляет не более 10% для 1÷4 гармоник исследуемого сигнала. Таким образом, эффективность предложенной схемы численного моделирования акустических параметров МИЗ подтверждается экспериментально.

Результат оптимизации конструктивных и акустических параметров МИЗ зависит от некоторых дополнительных требований, предъявляемых к конструкции: габариты МИЗ, электрическая мощность и пр. Поэтому предложить какие-либо общие рекомендации для повышения эффективности МИЗ в решении специфических задач не представляется возможным.

Расчеты, например, показывают, что предельно возможная дальность распространения звуковых волн в атмосфере может быть достигнута с использованием многоэлементного МИЗ, состоящего из рупоров, по своей конструкции далеких от критерия «оптимального» (система условий(5)). Использование укороченного рупора в этом случае дает лучший результат.

1. Бахвалов Н.С., Жилейкин Я.М., Заболотская Е.А. Нелинейная теория звуковых пучков. М: Наука, 1982. 174 с.
2. Скучик Е. Основы акустики. М.: Мир, 1976. Т. 1. 520 с. Т. 2. 542 с.
3. Бочкарев Н.Н., Коняев П.А. //Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. N 6. С. 668–670.
4. Бочкарев Н.Н. и др. //Распространение звуковых и оптических волн в атмосфере. Томск: ТФ СО АН СССР, 1988. С. 101–104.
5. Bass H.E. //Phys. Acoustics. 1984 V. 17. P. 145–232.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
25 июля 1995 г.

N.N. Bochkarev. **Optimization of Powerful Horn Acoustic Radiators.**

The optimization conditions are determined for parameters of the horn of exponential type in powerful acoustic radiators intended for operation in the atmosphere. The sequential numerical solution both of the horn equation and Khokhlov–Zabolotskaya equation is shown to improve significantly the calculation accuracy in the problems of optimization of parameters of the powerful acoustic radiators.