АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXVI 1980 Вып. 5

УДК 534.231

# К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ МОНОПОЛЯ В ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

*Н. В. Гриценко, В. А. Киршов, В. В. Михайлов*

Рассмотрен метод определения производительности монополя, расположенного вблизи абсолютно отражающей границы плоскопараллельного волновода, не требующий априорного знания отражательных свойств второй границы. Теоретически и экспериментально установлено, что вертикальные разрезы суммы давления $p$ и вертикальной компоненты колебательной скорости $v_z$ являются монотонными функциями глубины погружения приемной системы. Показано, что при горизонтальных разрезах среднее значение величины $B_0 \approx R(p+v_z)/2$, где $R$ – расстояние между источником и точкой приема, практически совпадает с величиной производительности и не зависит ни от глубины погружения приемной системы, ни от коэффициента отражения нижней границы.

Сложность задачи определения производительности ненаправленного акустического источника в ограниченных средах в основном связана с интерференционной структурой поля давления. Поэтому особый интерес представляет поиск и исследование таких характеристик поля, интерференционная структура которых отсутствует или слабо выражена. Например, в работе [1] в качестве неосциллирующей используется такая характеристика, как полный поток мощности через поверхность, заключающую источник.

Погрешность определения производительности по измеренному полному потоку зависит в основном от погрешности априорных данных об отражательных свойствах границ, которые необходимо знать для расчета поправочного коэффициента к мнимой части потенциала Im Ф в точке расположения источника.

Однако если одна из границ волновода абсолютно отражающая и источник расположен вблизи этой границы, можно предложить более простой способ определения производительности, не требующий априорного знания свойств второй границы. Этот способ заключается в использовании соответственным образом ориентированного кардиоидного измерительного звукоприемника.

Пусть верхняя граница акустически абсолютно мягкая. Поле ненаправленного источника в слое, согласно работе [2], можно написать как суперпозицию полей бесконечного ряда мнимых источников:

$$p_0 = A_0 \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{V^m (-1)^n}{R_{mn}} e^{i\mathbf{k}R_{mn}}, \tag{1}$$

где $p_0$ – звуковое давление в точке приема, $A_0$ – амплитуда источника, $R_{mn}$ – расстояние от соответственного мнимого источника до точки приема, $\mathbf{k}$ – волновой вектор, $V$ – коэффициент отражения от нижней границы, $m$ и $n$ – число отражений от верхней и нижней границ соответственно. Здесь и далее временной фактор $\exp(-i\mathbf{w}t)$ мы опускаем.

Перегруппировав первые четыре члена ряда (1), запишем давление приближенно в виде

$$(2)\qquad p\approx B\left[\frac{e^{ik\sqrt{r^2+(H-z^2)}}}{\sqrt{r^2+(H-z)^2}}V\frac{e^{ik\sqrt{r^2+(H+z)^2}}}{\sqrt{r^2+(H+z)^2}}\right],$$

где $B=A_0[1-e^{2ikh}]$, $r$ и $z$ — координаты точки приема (начало координат находится в точке на нижней границе под источником), $h$ — расстояние от верхней границы до источника, $H$ — толщина волновода.

Из работы [3] следует, что в том случае, когда координаты точки приема удовлетворяют условиям $z\leqslant H/6$ и $r\leqslant H$, то давление определяется в основном вкладом первых четырех членов ряда (1), т. е.

$$(3)\qquad p_0\approx p.$$

При $4Hz/R^2\ll 1$ и $2kHz/R\ll 1$ из (2) следует

$$(4)\qquad p\approx\frac{B_0}{R}e^{ikR}(1+V),$$

где $R=\sqrt{r^2+(H-z)^2}$, $B_0=B\left[1+\frac{V}{1+V}\alpha(k,H,R,z)\right]$, $\alpha(k,H,R,z)\ll 1$.

В формуле (4) для нахождения значения $B_0$ и $A_0$ неизвестна только величина коэффициента отражения $V$. Для ее нахождения воспользуемся известным соотношением

$$(5)\qquad V=\frac{1-Z_{вх}}{1+Z_{вх}},$$

связывающим коэффициент отражения с приведенным входным импедансом границы $Z_{вх}$, а величину импеданса определим из соотношения

$$(6)\qquad Z_{вх}=\frac{p}{v_z},$$

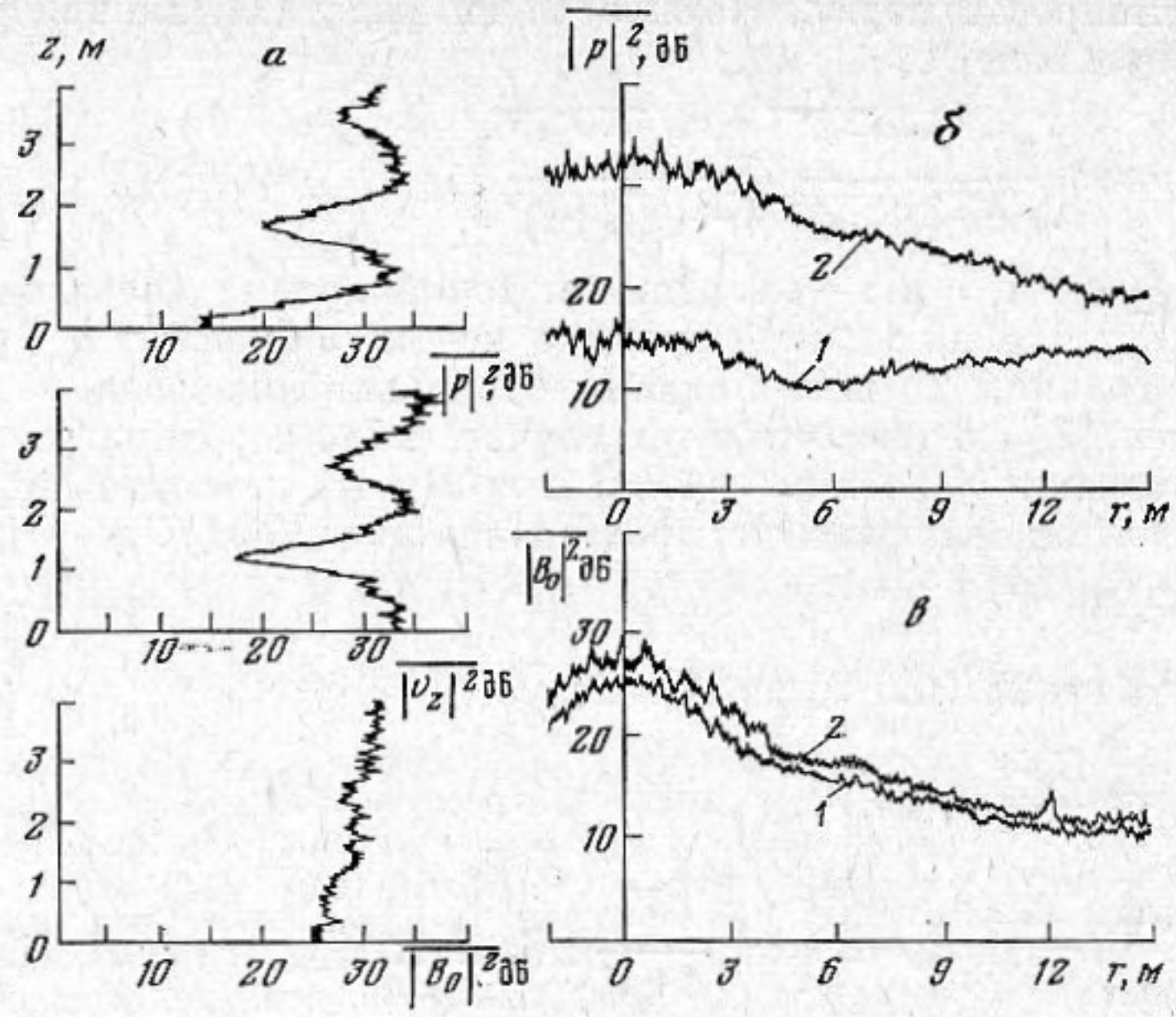
где $v_z$ — вертикальная компонента колебательной скорости.

Из формул (2)—(6) получим

$$(7)\qquad B_0=\frac{R(p+v_z)}{2}.$$

Таким образом, в выражение (7) уже введена поправка, учитывающая влияние первого отражения от нижней границы. Чтобы пояснить полученный результат, отметим, что величина $(p+v_z)$ есть выходной эффект кардиоидного приемника, ориентированного максимумом диаграммы направленности в сторону верхней, а минимумом в сторону нижней границ. Возвращаясь к представлению поля, как суперпозиции бесконечной «цепочки» мнимых источников, ортогональной к границам волновода, можно отметить, что кардиоидным приемником измеряются в основном сигналы только от той части «цепочки», которая расположена выше приемника. Отсюда следует важный вывод, что при расположении приемника на вертикали под источником характеристика поля $(p+v_z)$ будет монотонной функцией глубины погружения приемной системы.

Для проверки полученных результатов был проведен следующий эксперимент. На участке водохранилища был выбран плоскопараллельный волновод, глубиной 8 м. Излучатель располагался на расстоянии 0,5 м от поверхности. Нижняя граница волновода была акустически мягкая с коэффициентом отражения 0,7—0,8. Во время экспериментов измерялись вертикальные и горизонтальные разрезы величин $\overline{|p|^2}$, $\overline{|v_z|^2}$ и $\overline{|p+v_z|^2}$ в диапазоне частот от 250 Гц до 3 кГц в тональном и шумовом режимах излу-




Фиг. 1. Вертикальные разрезы величин *а* — $\overline{|p|^2}$, $\overline{|v_z|^2}$, $\overline{|B_0|^2}$ и горизонтальные разрезы величин *б* — $\overline{|p|^2}$, *в* — $\overline{|B_0|^2}$. *1* — соответствует расположению приемной системы на нижней границе, *2* соответствует расположению приемной системы в 1 м от нижней границы

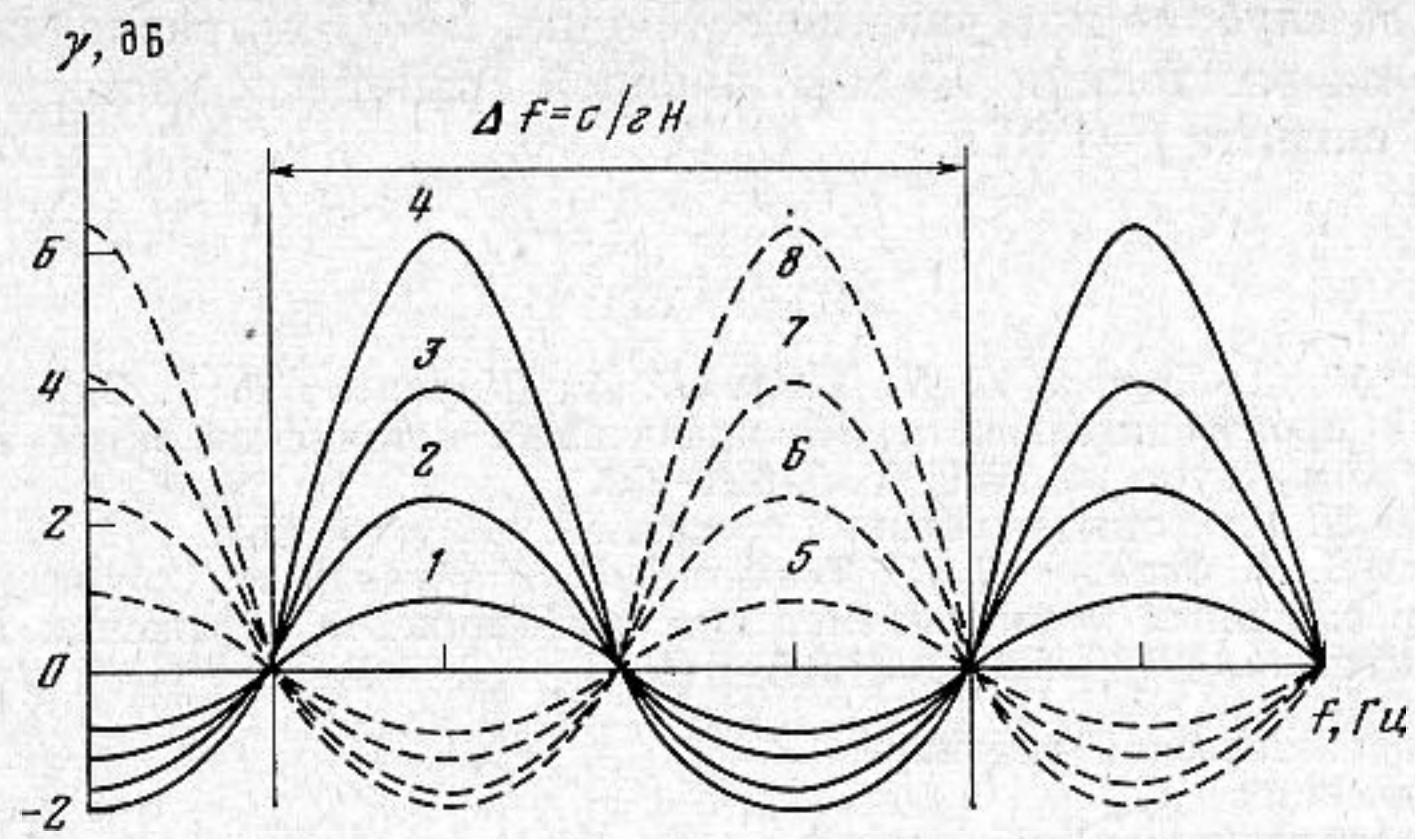
чения. Образцы полученных записей в шумовом режиме в полосе 1/3-октавы со средней частотой 400 Гц представлены на фиг. 1, *а* (вертикальные разрезы) и на фиг. 1, *б*, *в* (горизонтальные разрезы). Уровень помехи был на 20 дБ ниже уровня минимального сигнала по каждому из каналов.

На вертикальных разрезах $\overline{|p|^2}$ и $\overline{|v_z|^2}$ осцилляции достигают ±7 дБ, в то время как осцилляции $\overline{|p+v_z|^2}$ не превышают 0,5 дБ. На горизонтальных разрезах величины $\overline{|p|^2}$ и $\overline{|v_z|^2}$ существенно изменяются при изменении вертикальной координаты $z$ приемной системы, а величина $\overline{|p+v_z|^2}$ от $z$ практически не зависит. Указанные закономерности характерны для всего указанного диапазона частот. Таким образом, экспериментальные результаты подтверждают высказанное выше на основе теоретических оценок предположение об уменьшении глубины интерференционной структуры при переходе от измерения звукового давления $p$ или вертикальной компоненты колебательной скорости $v_z$ к измерению величины $(p+v_z)$.

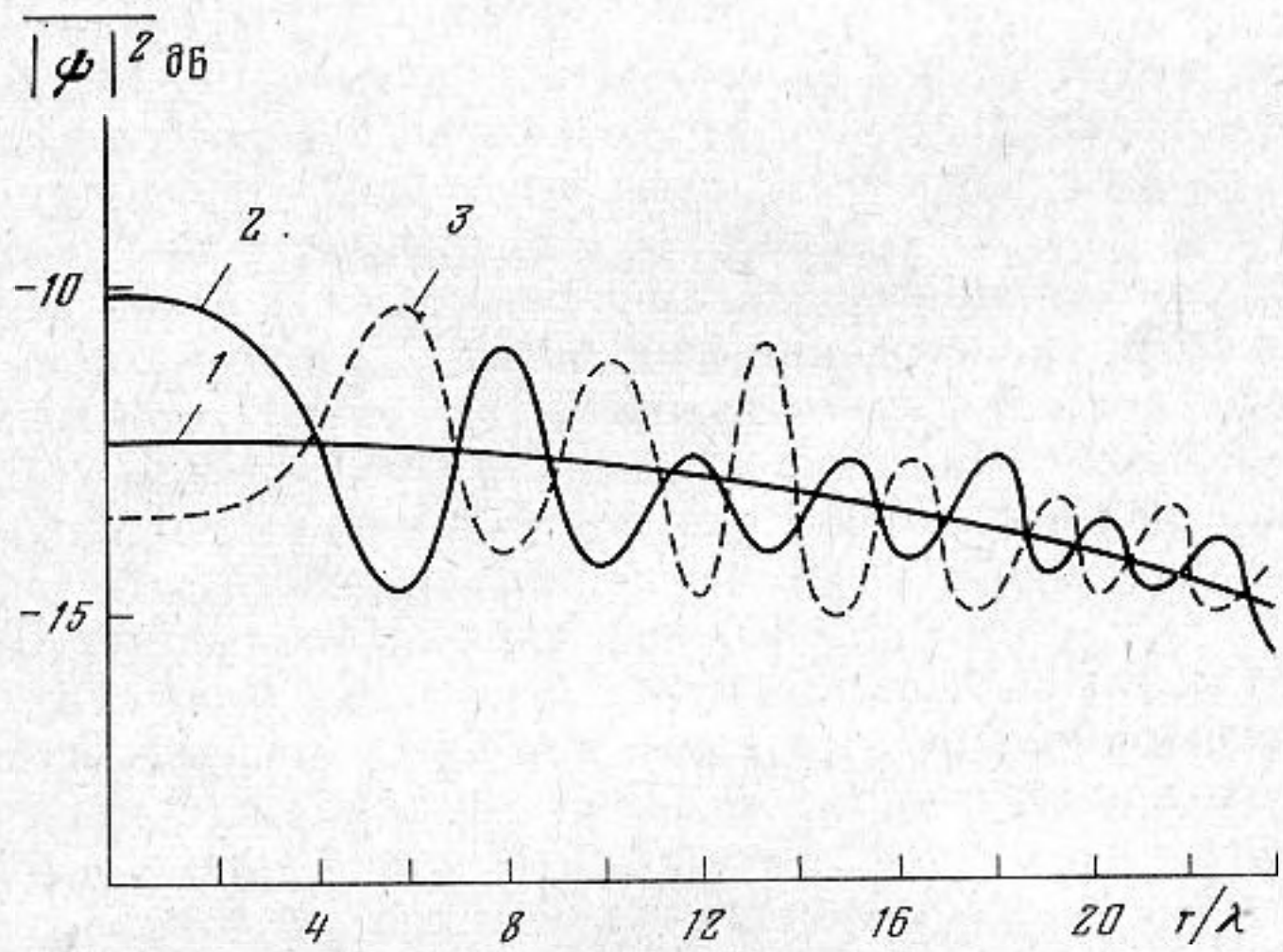
Для того чтобы определить погрешность метода, были произведены в соответствии с формулой (1) расчеты величин $\overline{|p|^2}$, $\overline{|v_z|^2}$ и $\overline{|p+v_z|^2}$ для различных значений $z$, $r$, $H$, $f$, $V$. По полученным данным в соответствии с формулой (7) вычислялась величина $\overline{|B_0|^2}$, которая затем сравнивалась с величиной $\overline{|B|^2}$. Погрешность расчетов не превышала 0,1%. Расчеты проводились для тонального и шумового режимов излучения. В процессе расчетов определялись смещение оценки $\overline{|B_0|^2}$ относительно $\overline{|B|^2}$ по формуле $\gamma=10\lg(\overline{|B_0|^2}/\overline{|B|^2})$ и среднеквадратичное отклонение флуктуаций величины $\overline{|B_0|^2}$.

В результате проведенного анализа установлены следующие закономерности поведения функции $B_0 \approx R(p+v_z)/2$ в плоскопараллельном волноводе:

$Z$ — вертикальные разрезы величины $\overline{|B_0|^2}$ являются, как и ожидалось, монотонными функциями, однако смещение $\gamma$ на тоне может составлять




Фиг. 2. Кривые *1*, *2*, *3*, *4* относятся к жесткой нижней границе с коэффициентами отражения 0,3; 0,5; 0,8; 1,0 соответственно. Кривые *5*, *6*, *7*, *8* относятся к мягкой нижней границе с коэффициентами отражения −0,3; −0,5; −0,8; −1,0 соответственно




Фиг. 3. *1* – величина $\overline{|B|^2}$, *2* – величина $\overline{|B_0|^2}$ при коэффициенте отражения от нижней границы $V=-0{,}5$, *3* – величина $\overline{|B_0|^2}$ при коэффициенте отражения от нижней границы $V=0{,}5$

от +6,5 до −2 дБ в зависимости от частоты и коэффициента отражения. На фиг. 2 для иллюстрации приведено смещение $\gamma$ для различных значений коэффициента отражения в зависимости от частоты. Экстремальные значения смещения определяются величиной коэффициента отражения, а период осцилляций $\Delta f$ – толщиной волновода и равен $c/2H$ Гц. Отсюда следует, что при переходе на шумовой режим излучения смещение должно уменьшиться. По данным расчетов, в полосе более $c/2H$ смещение $\gamma$ не превышает 0,5 дБ.

— Горизонтальные разрезы величины $|B_0|^2$ имеют на тоне осциллирующий характер, причем амплитуда осцилляций зависит от коэффициента отражения, в то время как среднее значение $|B_0|^2$ практически совпадает с величиной $|B|^2$ и не зависит ни от глубины погружения приемной системы, ни от коэффициента отражения. На фиг. 3 для примера приведены горизонтальные разрезы значения функции $|B_0|^2$ при коэффициентах отражения $V=\pm 0{,}5$ и величина $|B|^2$. Данные относятся к волноводу толщи-

ной $H=30$ м, глубине погружения источника $h=0{,}5$ м, расположению точки приема на расстоянии 0,5 м от нижней границы и частоте излучения тонального сигнала $f=1$ кГц.

## ЛИТЕРАТУРА


1. *Бронтвейн М. Д., Захаров Л. Н., Ильин С. А., Шуринова Т. Н.* Определение акустической производительности ненаправленных источников звука в слое пресного водоема. Акуст. ж., 1979, *25*, 5, 646–652.
2. *Бреховских Л. М.* Волны в слоистых средах. М., «Наука», 1973.
3. *Гончаренко Б. И., Захаров Л. Н., Иванов В. Е., Киршов В. А.* Оценка погрешности интерференционных методов измерения коэффициента отражения в слое жидкости. Акуст. ж., 1976, *22*, 2, 214–217.



Научно-исследовательский институт
физико-технических
и радиотехнических измерений



Поступила
8 января 1980 г.