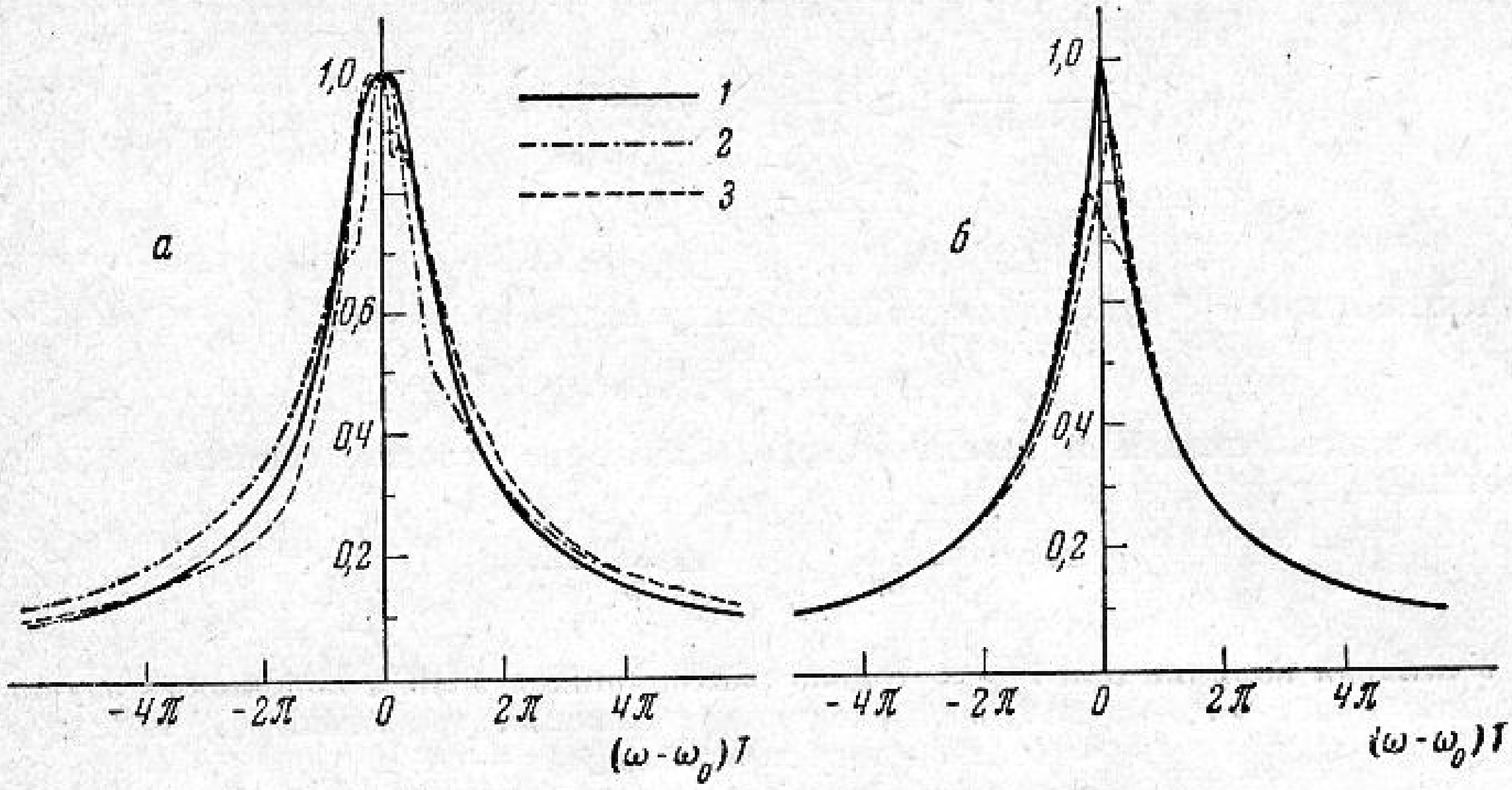

Фиг. 2

известно [2], что клиппирование речи практически не снижает ее разборчивости; поэтому можно предполагать, что при анализе речи при помощи нелинейных фильтров потеря информации будет невелика. В самом деле, при восприятии речи основную роль играет, по-видимому, расположение формантных максимумов, а не их форма, и использование нормированного спектра вместо обычного спектра по Фурье оставит неизменным положение формантных максимумов и лишь незначительно изменит их форму. Имеется еще один довод в пользу применения нелинейных фильтров в этом случае: при анализе речи часто требуется переменная разрешающая способность анализа по частоте; так, например, анализ гласных звуков требует более узкополосных фильтров, чем анализ согласных. При использовании нелинейных фильтров изменение ширины полосы анализа легко достигается путем простого изменения постоянной времени интегрирующей цепочки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Курьянов Б. Ф. «Нормированные» спектры случайных процессов. Акуст. ж., 1965, 11, 2, 192—196.
2. I. C. R. Licklider. J. Acoust. Soc. America, 1950, 22, 820—823.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
3 июля 1964 г.

УДК 534.231

К ВОПРОСУ ОБ ИЗЛУЧЕНИИ ЗВУКА ЛАМИНАРНОЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕЙ

В. М. Мамин, Т. Х. Седельников

В настоящей заметке рассматривается механизм излучения звука, связанный с неустойчивостью тангенциального разрыва на границе струи.

Ограничиваясь линейным приближением, рассмотрим однородную ламинарную сверхзвуковую бесконечную цилиндрическую струю в покоящейся среде. Толщиной области тангенциального разрыва и вязкостью газа пренебрегаем. Введем систему цилиндрических координат с осью z вдоль оси струи и используем следующие обозначения: p — акустическое давление, c — скорость звука, v — скорость струи, ω — круговая частота, r, φ, z — цилиндрические координаты, a — радиус струи, ρ — плотность газа, Δ — оператор Лапласа, $\xi = kv / w$ — безразмерный параметр.

Величины, относящиеся к струе, будем отмечать индексом 1, а относящиеся к окружающему газу — индексом 2. Ниже использованы также обозначения:

$$\beta = \left(\frac{c_1}{v}\right)^2, \quad \gamma = \left(\frac{c_2}{c_1}\right)^2, \quad \eta_1^2 = \frac{\omega^2}{c_1^2}[(1-\xi)^2 - \beta\xi^2], \quad \eta_2^2 = \frac{\omega^2}{c_2^2}[1 - \beta\gamma\xi^2].$$

Уравнения для звукового давления имеют вид [1]:

$$\frac{1}{c_1^2}\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2}+2v\frac{\partial^2}{\partial t\,\partial z}+v^2\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right]p_1=\Delta p_1, \tag{1}$$

$$\frac{1}{c_2^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}p_2=\Delta p_2, \tag{2}$$

причем на границе струи должно соблюдаться равенство давлений

$$p_1|_{r=a}=p_2|_{r=a} \tag{3}$$

и совместность смещений границы струи. Последнее условие, согласно работе [2], имеет вид:

$$(1-\xi)^2\frac{1}{\rho_2}\frac{\partial}{\partial r}p_2\Big|_{r=a}=\frac{1}{\rho_1}\frac{\partial}{\partial r}p_1\Big|_{r=a}. \tag{4}$$

Учитывая наличие при $r\to\infty$ только расходящихся волн и конечность звукового давления при $r\to 0$, мы получаем следующие решения уравнений (1) и (2):

$$p_1=\mathrm{const}\,J_n(\eta_1 r)\cos n\varphi\exp[i(kz-\omega t)], \tag{5}$$

$$p_2=\mathrm{const}\,H_n^{(1)}(\eta_2 r)\cos n\varphi\exp[i(kz-\omega t)], \tag{6}$$

где J_n и $H_n^{(1)}$ — функции Бесселя и Ганкеля 1-го рода.

Исключая постоянные при помощи граничных условий (3) и (4), мы находим уравнение, связывающее ξ и ω:

$$\frac{\rho_2\eta_1}{\rho_1\eta_2}\frac{1}{(1-\xi)^2}=\frac{J_n(a\eta_1)}{J_n'(a\eta_1)}\frac{H_n^{(1)\prime}(a\eta_2)}{H_n^{(1)}(a\eta_2)}. \tag{7}$$

Ограничимся в настоящей заметке случаем низких частот и наименьших по модулю ξ:

$$\frac{\omega a}{c_2},\ \frac{\omega a}{c_1},\ a\eta_1,\ a\eta_2\ll 1. \tag{8}$$

Для $n=0$ (чисто радиальные возмущения)

$$\frac{\rho_2\eta_1}{\rho_1\eta_2}\frac{1}{(1-\xi)^2}\cong-\frac{2}{a^2\eta_1\eta_2\ln\frac{a\omega}{c_2}}, \tag{9}$$

$$\xi\cong 1\pm i\beta\sqrt{\frac{\rho_2c_2^2}{2\rho_1c_1^2}\left(\frac{a\omega}{c_2}\right)^2\left|\ln\left(\frac{a\omega}{c_2}\right)\right|}, \tag{10}$$

и, аналогично, для $n\neq 0$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1}+(1-\xi)^2\cong 0, \tag{11}$$

$$\xi=1\pm i\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}. \tag{12}$$

Подставляя в формулу (6) это выражение для ξ, получаем

$$p_2\sim e^{i\omega[(z/v)-t]}e^{\pm\mathrm{Im}\,\xi(\omega/v)z}. \tag{13}$$

Отсюда видно, что струя неустойчива относительно возмущений границы. Из сравнения выражений (10) и (12) следует, что для низких частот ($\omega\to 0$)

$$\operatorname*{Im}_{n=0}\xi\ll\operatorname*{Im}_{n>0}\xi. \tag{14}$$

Рассмотрим, наконец, зависимость интенсивности излучения от частоты. Используя выражение (13), мы приходим к формуле

$$I=20\log\frac{p_2}{p_0}\cong 8{,}6\frac{\omega}{v}\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}z,+\mathrm{const} \tag{15}$$

т. е. спектральная плотность линейно зависит от частоты.

Заметим, что, используя выражения (6) и (12), можно найти величину угла δ между направлением максимального излучения звука и осью струи. Этот угол определяется соотношением.

$$\cos\delta\cong\frac{c_2}{v}. \tag{16}$$

В заключение авторы выражают признательность А. В. Римскому-Корсакову за руководство работой и Г. Д. Малюжинцу за многократные консультации и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. И. Блохинцев. Акустика неоднородной движущейся среды. М., Гостехиздат, 1946.
2. Л. Ландау и Е. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., ГИТТЛ, 1953.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
7 апреля 1964 г.

УДК 534.286—14

К ВОПРОСУ О ПОГЛОЩЕНИИ ЗВУКА В РАСТВОРАХ

В. П. Романов, В. А. Соловьев

При вычислении поглощения звука в растворах, обусловленного флюктуациями концентрации [1] * в таких системах, как $C_2H_5OH - H_2O$ и $C_3H_7OH - H_2O$ в разложении термодинамических функций по степеням $(x - c)$ нельзя ограничиваться членами второго порядка, так как флюктуации в достаточно малых объемах порядка f_m^{-3} не очень малы, а зависимость величин v и h от концентрации является чрезвычайно резкой (см., например, фиг. 3 в работе [1]). При учете высших членов раскладывать флюктуации в спектр Фурье оказывается бесполезным, так как избыточные термодинамические функции не выражаются аддитивно через квадраты амплитуд гармоник.

Для того, чтобы оценить поглощение также и в этих случаях, можно рассмотреть упрощенную картину флюктуаций, ограничиваясь только самой коротковолновой гармоникой Фурье с волновым числом f_m. Такое приближение допустимо потому, что плотность спектра Фурье максимальна именно в области коротких волн. При этом приходится отказаться от рассмотрения всего спектра времен релаксации и заменить его минимальным временем $t_m = 1 / D f_m^2$. Среднюю амплитуду флюктуаций $\overline{B}_f$ (в дальнейшем $\overline{B}$) для такой модели можно оценить следующим образом. На основании экспериментальных данных о давлении паров построим график избыточного потенциала смешения Φ_m как функции от концентрации и примем, как и в работе [1], что он приближенно дает также зависимость $\Phi_0(c)$ для вполне однородного раствора. Пользуясь этим графиком, мы можем найти добавочный термодинамический потенциал $\Delta\Phi(c, B) = \Phi(c) - \Phi_0(c)$, обусловленный флюктуациями амплитуды B:

$$\Delta\Phi(c, B) = \frac{\Phi^{\text{м}}(c - B) + \Phi^{\text{м}}(c + B)}{2} - \Phi^{\text{м}}(c).$$

Здесь мы заменяем синусоидальное распределение концентраций на чередующиеся слои с концентрациями $c - B$ и $c + B$. Нетрудно было бы провести расчет и для синусоидального распределения, но поскольку расчет имеет только оценочный характер, и к тому же экспериментальные данные о зависимости $\Phi^{\text{м}}(c)$ недостаточно точны, в этом нет необходимости.

Построив графики $\Delta\Phi(c, B)$ в зависимости от B, мы найдем $\overline{B}$ для каждой концентрации c из условия, что $\Delta\Phi$ должно иметь такую же величину, как при учете всего спектра флюктуаций, т. е. $\Delta\Phi(c, \overline{B}) = nkT$, где n — общее число гармоник Фурье. Согласно формуле Дебая $n = V(1/2\pi^2)(f_m^3/3)$ или, считая, как и раньше, $f_m = \sqrt[3]{Nc/V}$ (для $c < 1/2$) $n = (1/6\pi^2)Nc$. Точно также можно построить графики добавочного флюктуационного объема $\Delta V(B)$ и добавочной энтальпии $\Delta H(B)$ для каждой концентрации c.

Изотермическая запаздывающая сжимаемость, связанная с флюктуациями, выражается следующим образом:

$$\beta_1 = \beta_0 - \beta_\infty = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial \Delta V}{\partial p}\right)_T = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial \Delta V}{\partial B}\right)_{p,\,T}\left(\frac{\partial \overline{B}}{\partial p}\right)_T.$$

---

* Мы будем пользоваться обозначениями работы [1].