полосовых фильтров, выполненную на интегральных микросхемах. Фразы, используемые для получения параметров звуков речи, отражали изменения всех типов гласных и дифтонгов, произносимых в различных тональностях и различном фонетическом окружении.

В качестве дикторов были приглашены 3 мужчины и 2 женщины – носители нормы ханойского произношения вьетнамского языка, произносившие все подготовленные фразы по 3 раза. Общее число фраз – 27. Кроме того, для выявления особенностей отдельных дифтонгов, трифтонгов и некоторых тональностей произносились последовательности изолированных слов, не связанные смыслом. В табл. 1 приводятся параметры гласных слитной речи: формантных частот и их динамики. В табл. 2 – параметры отдельных дифтонгов и трифтонгов: отношения средних длительностей и формантные частоты на каждом участке. На фигуре приведены типичные картинки шести типов тональностей.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Нгуен Ань Туан, Трунин-Донской В. Н.* Динамический анализ тонов вьетнамской речи на ЭВМ БЭСМ-6.– В кн.: Дискретная обработка речевых сигналов. М.: ВЦ АН СССР, 1978, с. 81–100.
2. *Козадаев Б. П., Нгуен Ань Туан, Родионова Г. Г., Трунин-Донской В. Н.* Ввод информативных речевых признаков в ЭВМ СМ-4. Тез. докл. и сообщ. XII-го Всес. семинара по автоматическому распознаванию слуховых образцов (АРСО-12). Киев – Одесса, 1982, с. 172–174.

Вычислительный центр
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5.IX.1983

УДК 534.232

ИЗЛУЧЕНИЕ РАВНОМЕРНО ДВИЖУЩЕГОСЯ В ГАЗЕ ТЕЛА, ПРОЛЕТАЮЩЕГО НАД ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ

Стакун И. С.

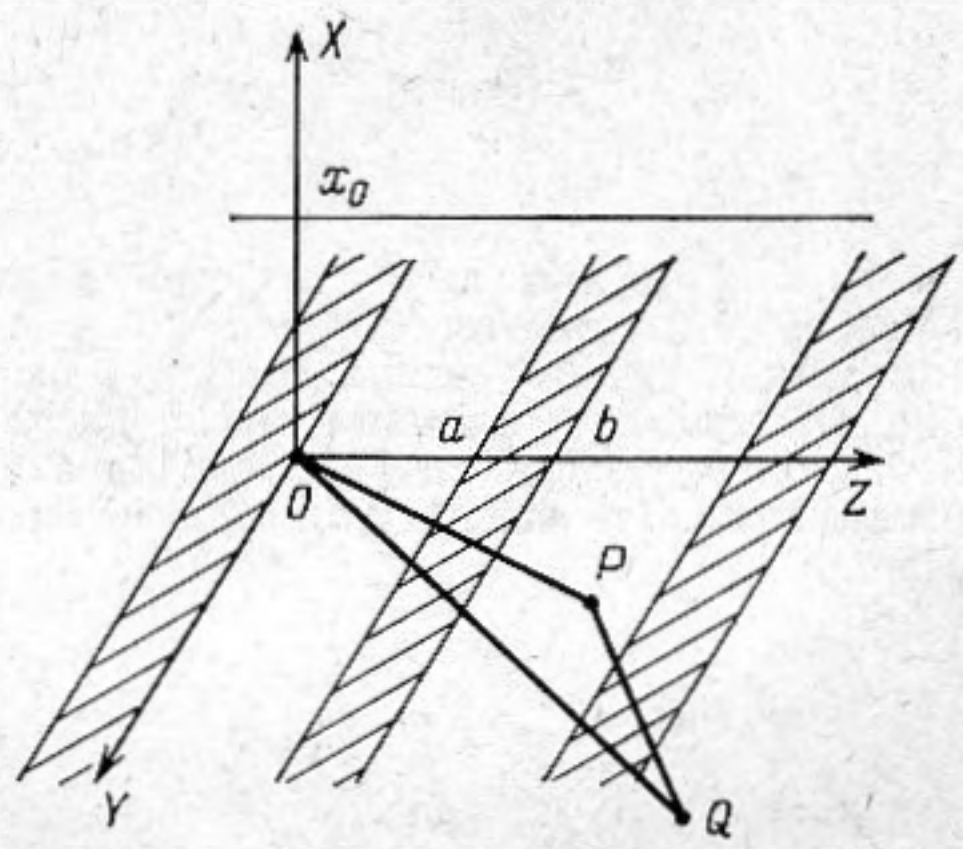
Если тело равномерно движется в газе, то при дозвуковой скорости оно не излучает звуковых волн. Однако если в этом случае вблизи от пути тела находятся другие рассеивающие тела или экраны, то возникает излучение.

Пусть в газе с плотностью ρ некоторое малое тело движется прямолинейно и равномерно со скоростью v параллельно оси OZ на расстоянии x_0 от плоскости экрана, представляющего собой параллельные оси OY полосы ширины $b-a$, периодически расположенные с периодом b, как показано на фиг. 1. Уравнение, описывающее изменение плотности $\rho(x, y, z, t)$ газа, имеет вид [1, с. 596]

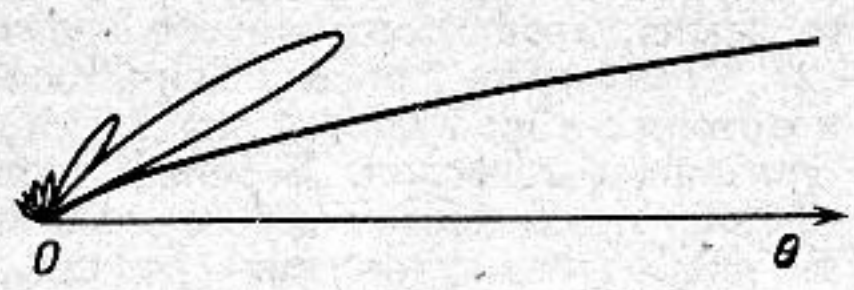
$$\Delta\rho - c_s^{-2}\frac{\partial^2\rho}{\partial t^2} = Fc_s^{-2}\delta(x-x_0)\,\delta(y)\times \times\frac{\partial}{\partial z}\delta(z-vt), \qquad (1)$$

где $\mathbf{F}\delta(x-x_0)\,\delta(y)\,\frac{\partial}{\partial z}\delta(z-vt)$ — сила, действующая на единицу объема среды. Здесь $\mathbf{F}=\Gamma S\rho_0 c_s\mathbf{v}$ при дозвуковых скоростях, Γ – коэффициент сопротивления, c_s – скорость звука. Решение уравнения в дозвуковом случае $V<c_s$ можно представить в следующем виде:

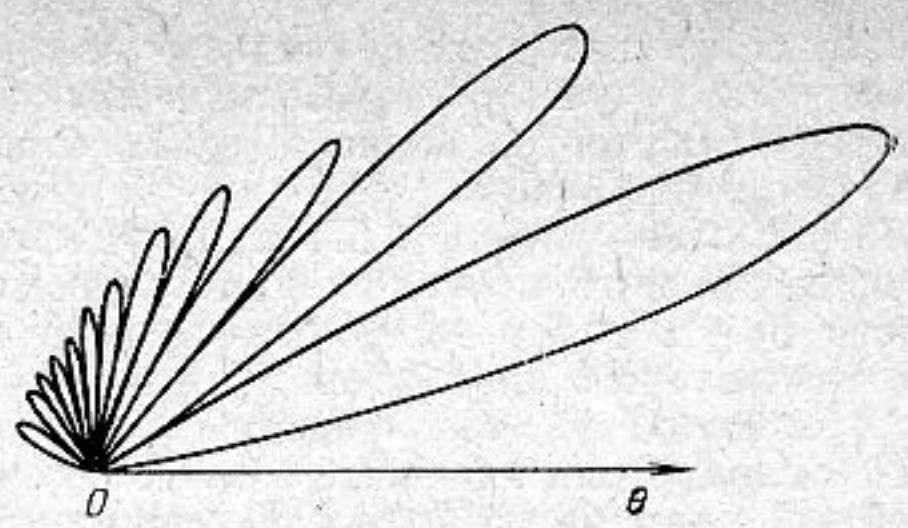
$$\rho(x, y, z, t) = = \frac{iF}{8\pi^2 c_S^2}\iint\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{k_z e^{-|x-x_0|\sqrt{k_y^2+k_z^2(1-v^2/c_s^2)}}}{\sqrt{k_y^2+k_z^2(1-v^2/c_s^2)}}\cdot \cdot e^{ik_y y+ik_z(z-vt)}dk_y\,dk_z.$$



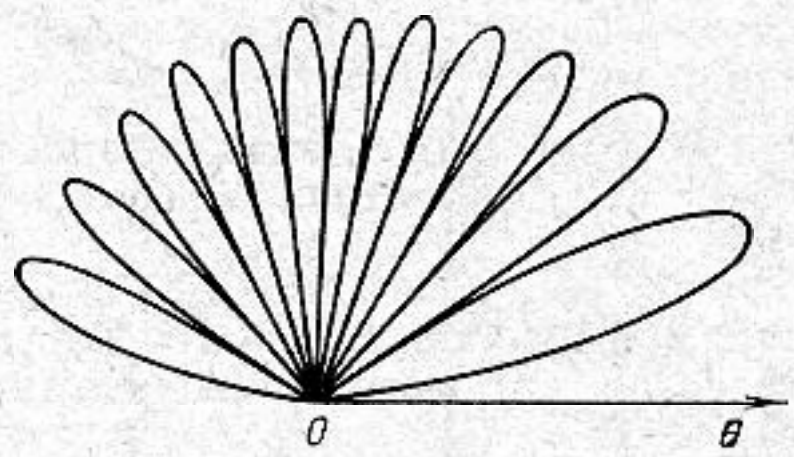
Фиг. 1. Экран расположен в плоскости YOZ и представляет собой параллельные оси OY полосы ширины $b-a$, повторяющиеся через период b. Точка P $(0, y, z)$ расположена на отверстии в экране, точка Q (ξ, η, ζ) – произвольная точка, лежащая над экраном



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

Фиг. 2. Зависимость интенсивности излучения I от угла θ при $\varphi=\pi$, $q=10/9$, $m=6$, $r=0$ в масштабе в 1 мм 1 ед.

Фиг. 3. Зависимость интенсивности I (θ) при $\varphi=\pi$, $q=2$, $m=6$, $r=0$ в масштабе в 1 мм 0,01 ед.

Фиг. 4. Зависимость I (θ) при $\varphi=\pi$, $q=10$, $m=6$, $r=0$ в масштабе в 1 мм $2\cdot10^{-4}$ ед.

Определив выражение для плотности в плоскости экрана $x=0$ и используя принцип Кирхгофа – Гюйгенса – Френеля [2, с. 265], получим выражение для плотности $\rho_\omega(\xi, \eta, \zeta)$ на частоте ω в любой точке $Q(\xi, \eta, \zeta)$, расположенной в полупространстве $x<0$, в виде

$$\rho_\omega(\xi, \eta, \zeta)=\frac{1}{i\lambda}\int\limits_S \frac{e^{ikR}}{R}\,\Phi_\omega(y, z)\,dy\,dz,$$

где

$$\Phi_\omega(y, z)=\frac{i\omega F e^{i\omega z/v}}{8\pi^2 v^2 c_s^2}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{-x_0\sqrt{k_y^2+\omega^2(1-v^2/c_s^2)/v^2}}}{\sqrt{k_y^2+\omega^2(1-v^2/c_s^2)/v^2}}\,e^{ik_y y}\,dk_y,$$

$\omega=k_z v$, S – сумма всех отверстий в экране, R – расстояние от точки наблюдения $Q(\xi, \eta, \zeta)$ до некоторой точки $P(0, y, z)$, лежащей на отверстии в экране. Подсчет энергии излучения показывает, что излучение в определенном направлении происходит лишь для конечного числа дискретных частот, что соответствует результату, полученному в работе [3, с. 471] для электромагнитного излучения. Интенсивность излучения в телесный угол $d\Omega$ в интервале частот $d\omega$ описывается выражением

$$dI(\theta, \varphi, \omega)=\frac{F^2 T\omega^4}{4\pi^4 v^3 c_s^3 b\rho_0}\cdot\frac{e^{-2x_0\sqrt{\omega^2\sin^2\theta\sin^2\varphi/c_s^2+\omega^2(1-v^2/c_s^2)/v^2}}}{\omega^2\sin^2\theta\sin^2\varphi/c_s^2+\omega^2(1-v^2/c_s^2)/v^2}\cdot$$
$$\cdot\frac{\sin^2(\omega\cos\theta/c_s-\omega/v)\,a/2}{(\omega\cos\theta/c_s-\omega/v)^2}\,\frac{1}{(1/v-\cos\theta/c_s)\,b}\sum_n\delta(\omega-2\pi n c_s v/(c_s-v\cos\theta)\,b)\,d\Omega\,d\omega \qquad (2)$$

(T – время пролета телом N полос).

Интегрируя $dI(\theta, \varphi, \omega)$ по θ от 0 до π и по φ от $\pi/2$ до $3\pi/2$, можно получить полную интенсивность на частоте ω. Как видно из анализа выражения (2), интенсивность экспоненциально падает с ростом расстояния x_0 между движущимся телом и плоскостью решетки. При сверхзвуковой скорости это не имело бы места.

Если имеется только одна щель в экране в виде бесконечной полосы ($0\leqslant x\leqslant a$, $-\infty<y<+\infty$), то выражение для интенсивности I $(q, r, m, \theta, \varphi)$ записывается в виде

$$I(q, r, m, \theta, \varphi) = Kq^2 \frac{\sin^2 \pi m (\cos\theta - q)}{(\cos\theta - q)^2} \frac{e^{-4\pi r \sqrt{\sin^2\theta \sin^2\varphi + q^2 - 1}}}{\sin^2\theta \sin^2\varphi + q^2 - 1} d\Omega, \qquad (3)$$

где

$$K = \frac{\Gamma^2 S^2 \rho_0 c_s}{16\pi^4}, \; c_s/v = q, \; x_0/\lambda = r, \; a/\lambda = m.$$

На фиг. 2–4 приведены графики угловой зависимости $I(\theta)$ при некоторых фиксированных значениях параметров q, r, m, φ, рассчитанные по формуле (3).

Автор выражает благодарность Б. М. Болотовскому за большое внимание и интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Докучаев В. П.* К теории излучения звуковых волн при движении малых тел в газообразных средах.— ЖЭТФ, 1962, т. 43, вып. 2(8), с. 595–600.
2. *Зоммерфельд А.* Оптика. М.: Изд-во иностр. лит., 1953.
3. *Болотовский Б. М., Бурцев А. К.* Излучение заряда, пролетающего над дифракционной решеткой.— Оптика и спектроскопия. 1965, т. 19, вып. 4, с. 469–472.

Московский государственный
педагогический институт
им. В. И. Ленина

Поступила в редакцию
19.VIII.1981
после исправления
27.IX.1982