подтверждается результатами модельных расчетов [2] и объясняется сужением полезного для связи объема метеорной зоны ионосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Карпов А. В., Кодиров А. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30 № 3. С. 343.
2. Карпов А. В., Сидоров В. В. // Метеорное распространение радиоволн. — Казань: Гос. ун-т, 1981. Вып. 17. С. 14.

Казанский государственный университет

Поступила в редакцию 22 марта 1988 г.

УДК 534.222.1

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ РЕАКЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВУКА ПРИ РАВНОМЕРНОМ ДВИЖЕНИИ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ В ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЕ

А. В. Разин, В В. Тамойкин

В работе [1] рассмотрено излучение звука точечными источниками тепла и импульса, равномерно движущимися в случайно-неоднородной газообразной среде, характеризуемой экспоненциальной функцией корреляции флуктуаций. Представляет интерес обобщение результатов [1] на случай источника, имеющего конечные размеры, и более реалистичной модели среды, спектр случайных неоднородностей которой задается кармановской функцией (турбулентная атмосфера).

В настоящей работе методом среднего поля рассмотрена реакция акустического излучения при равномерном движении в турбулентной атмосфере теплового и силового источников, имеющих конечные размеры. Приведены интегральные выражения для спектральной плотности силы реакции излучения. Для модели турбулентности, описываемой кармановской функцией корреляции флуктуаций плотности среды, проведено численное исследование характеристик переходного излучения в зависимости от продольного и поперечного размеров источников, а также скорости их движения.

Силовой (или импульсный) и тепловой источники будем описывать соответственно функциями

$$f(\mathbf{r}, t) = \frac{f_0 \mathbf{e}_z}{\pi^{3/2} a^2 b} \exp\left[-\frac{x^2+y^2}{a^2} - \frac{(z-v_0 t)^2}{b^2}\right],$$

$$h(\mathbf{r}, t) = \frac{h_0}{\pi^{3/2} a^2 b} \exp\left[-\frac{x^2+y^2}{a^2} - \frac{(z-v_0 t)^2}{b^2}\right],$$

где f_0 и h_0 определяют мощности источников, v_0 — скорость их движения в положительном направлении оси $0z$ декартовой системы координат ($\mathbf{e}_z$ — орт этой оси), величины a и b характеризуют размеры источников, $\mathbf{r}$ — радиус-вектор, t — время.

Методика расчета реакции излучения при движении малых тел в случайных средах изложена в работах [1, 2]. Результаты для источников конечных размеров могут быть получены аналогично. Так, спектральная плотность силы реакции излучения теплового источника F_h, а также продольная F_l и поперечная F_{tr} (по терминологии [1])* компоненты силы реакции излучения источника импульса описываются выражениями

$$F_h(\omega) = \frac{h_0^2}{\rho_0 c_0^5 L_0} \tilde{F}_h, \quad F_{l,tr}(\omega) = \frac{f_0^2}{\rho_0 c_0^3 L_0} \tilde{F}_{l,tr},$$

где ρ_0 и c_0 — соответственно средние плотность среды и скорость звука в атмосфере, L_0 — внешний масштаб турбулентности,

$$\tilde{F}_h(q) = \frac{(\gamma-1)^2}{\pi M^2} q \exp\left\{\frac{2\pi^2}{M^2} q^2\left[\left(\frac{a}{L_0}\right)^2 - \left(\frac{b}{L_0}\right)^2\right]\right\} \int_{q/M}^{\infty} \frac{\varepsilon_l''(\tau)\tau^3 \exp[-2\pi^2(a/L_0)^2\tau]}{(\tau^2-q^2)^2 + q^4\varepsilon_l''^2(\tau)} d\tau, \quad (1)$$

---

* В [1] величины F_l и F_{tr} определяются соответственно продольной и поперечной эффективными проницаемостями, которые являются коэффициентами в разложении тензора эффективной проницаемости на безвихревую и соленоидальную части.

$$\tilde{F}_l(q)=\frac{q^5}{\pi M^4}\exp\left\{\frac{2\pi^2}{M^2}q^2\left[\left(\frac{a}{L_0}\right)^2-\left(\frac{b}{L_0}\right)^2\right]\right\}\int\limits_{q/M}^{\infty}\frac{\varepsilon_l''^2(\tau)\exp[-2\pi^2(a/L_0)^2\tau]}{\tau[(\tau^2-q^2)^2+q^4\,\varepsilon_l''^2(\tau)]}d\tau\,; \qquad (2)$$

$$\tilde{F}_{tr}(q)=\frac{1}{\pi M^2 q}\exp\left\{\frac{2\pi^2}{M^2}q^2\left[\left(\frac{a}{L_0}\right)^2-\left(\frac{b}{L_0}\right)^2\right]\right\}\int\limits_{q/M}^{\infty}\tau^{-1}(\tau^2-q^2/M^2)\,\varepsilon_{tr}''(\tau)\exp[-2\pi^2(a/L_0)^2\tau]d\tau \qquad (3)$$

— безразмерные численные коэффициенты. В (1)—(3) $q=L_0/\lambda$, где λ — длина волны излучаемого звука, $M=v_0/c_0$ — число Маха. В случае кармановской функции корреляции флуктуаций плотности среды мнимые части ε_l'', ε_{tr}'' продольной и поперечной проницаемостей [1] имеют вид [3]

$$\varepsilon_l''(\tau)\simeq 0{,}1913\langle\varepsilon^2\rangle\tilde{\varepsilon}_l''(\tau),\quad \varepsilon_{tr}''(\tau)\simeq 0{,}09565\langle\varepsilon^2\rangle\tilde{\varepsilon}_{tr}''(\tau),$$

$$\tilde{\varepsilon}_l''(\tau)=\frac{3}{2\tau^3}\left[\frac{(\tau^2+q^2+1)^2}{15}(\alpha^{-5/6}-\beta^{-5/6})+(\tau^2+q^2+1)(\alpha^{1/6}-\beta^{1/6})-\frac{1}{14}(\alpha^{7/6}-\beta^{7/6})\right],$$

$$\tilde{\varepsilon}_{tr}''(\tau)=\frac{3}{5\tau}(\alpha^{-5/6}-\beta^{-5/6})-\tilde{\varepsilon}_l''(\tau)/q^2\,,$$

$$\alpha=(\tau-q)^2+1,\qquad \beta=(\tau+q)^2+1\,.$$

Расчеты величин $\tilde{F}_h(q)$ и $\tilde{F}_l(q)$ показали, что зависимости спектральных плотностей силы реакции излучения от параметра q имеют максимум, положение и величина которого определяются скоростью и размерами источника. При этом оказалось, что наиболее существенным параметром источника является его продольный размер (b), изменение которого в два раза приводит к изменению максимальных значений $\tilde{F}_h$, $\tilde{F}_l$ в 2,5—3 раза и соответствующей им частоты приблизительно в полтора раза. Изменение вдвое поперечного размера источника приводит к незначительным (не более 10%) вариациям положений и величин максимумов функций $\tilde{F}_h(q)$ и $\tilde{F}_l(q)$. С ростом скорости движения источника эти вариации становятся все менее существенными.

Увеличение скорости источника приводит к смещению максимума в спектре излучения в область более высоких частот. Увеличение же размеров источника приводит к сужению полосы излучаемых частот и их сдвигу в более низкочастотную область.

При сверхзвуковом движении источников переходной механизм вносит ничтожный вклад в F_h и F_l по сравнению с черенковским во всем диапазоне частот.

В отличие от зависимостей $\tilde{F}_h(q)$, $F_l(q)$ максимальное значение $\tilde{F}_{tr}$ при фиксированных размерах источника убывает с ростом скорости движения. Влияние на спектр излучения поперечного размера источника при заданном числе Маха оказывается более существенным, хотя положение максимума в спектре, его величина и ширина по-прежнему определяются, главным образом, продольным размером. Увеличение скорости источника до сверхзвуковой не приводит к резким количественным изменениям зависимости $\tilde{F}_{tr}(q)$.

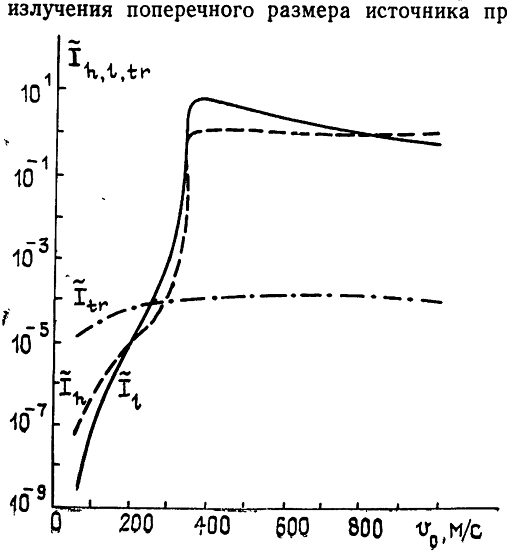

Рис 1 Зависимость безразмерных величин $\tilde{I}_h$, $\tilde{I}_l$, $\tilde{I}_{tr}$ от скорости движения источника при $a/L_0=0{,}02$ и $b/L_0=0{,}1$.

Подробный анализ зависимостей спектральной плотности силы реакции излучения от продольного и поперечного размеров источника и скорости его движения содержится в работе [3].

Для получения силы реакции излучения $I_{h,l,tr}$ необходимо проинтегрировать выражения для спектральных плотностей $F_{h,l,tr}(\omega)$ по частоте. Расчеты безразмерных величин $\tilde{I}_h=\rho_0c_0^4\,L_0^2I_h/h_0^2$, $\tilde{I}_{l,tr}=\rho_0c_0^2\,L_0^2I_{l,tr}/f_0^2$ показали (рис. 1), что при скоростях движения источника импульса $v_0\lesssim 250$ м/с поперечная составляющая силы реакции излучения значительно превышает продольную, причем их разница тем существеннее, чем меньше скорость источника. При скорости $v_0\approx 300$ м/с продольная и поперечная составляющие силы реакции излучения имеют одинаковый порядок величины. На околозвуковых скоростях, $v_0 \gtrsim c_0$, продольная компонента силы реакции излучения источника импульса скачкообразно возрастает на несколько порядков, что связано с излучением волн Маха при $M>1$ Аналогично ведет себя сила реакции излучения теплового источника.

Поперечная компонента силы реакции излучения источника импульса во всем интервале скоростей движения меняется плавно и возрастает приблизительно на порядок при увеличении v_0 от 50 м/с до 1000 м/с.

ЛИТЕРАТУРА

1. Липовский В. Д., Тамойкин В. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26. № 2. С. 183.
2. Тамойкин В. В., Бирагов С. Б. // ЖЭТФ. 1963. Т. 44. Вып. 5. С. 1546.
3. Разин А. В., Тамойкин В В. Препринт НИРФИ № 247. Горький, 1987.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию 7 апреля 1988 г.

УДК 621.371.334:537.874.6.72

АНОМАЛИИ ВУДА ПРИ СКОЛЬЗЯЩЕМ ПАДЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА МЕЛКУЮ МЕТАЛЛИЧЕСКУЮ РЕШЕТКУ С КОНЕЧНОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ

А. А. Ковалев, П С Кондратенко, Б. Н. Левинский

Как известно [1, 2], при дифракции излучения на мелких металлических решетках в областях аномалий Вуда могут происходить сильные изменения спектра дифрагированных волн. В работах [3, 4] предложен подход, позволяющий аналитически описывать эти изменения и для случая не слишком больших углов падения θ получены выражения для амплитуд полей в разных порядках дифракции.

В настоящей работе аналогичным методом рассмотрен случай скользящего падения излучения. Исследование этой ситуации представляет значительный интерес, поскольку проявление таких сильных эффектов, как подавление зеркального отражения, оказывается возможным и при амплитудах профиля b, в сотни и даже тысячи раз меньших длины волны падающего излучения λ.

Рассмотрим металлическую поверхность с профилем, заданным функцией $z_* = b\sin(\boldsymbol{gr})$, $\boldsymbol{g}$ — вектор обратной решетки, $\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор. На эту профилированную поверхность падает плоская монохроматическая волна с электрическим вектором

$$E^{(0)} = \sum_{\sigma=s,p} E^{\sigma} e^{\sigma} e^{i\boldsymbol{kr}}, \tag{1}$$

где

$$e^{p} = \frac{[\boldsymbol{k}[\boldsymbol{nk}]]}{|[\boldsymbol{k}[\boldsymbol{nk}]]|}, \quad e^{s} = \frac{[\boldsymbol{nk}]}{|[\boldsymbol{nk}]|},$$

E^p и E^s — проекции амплитуды волны на направления поляризации в плоскости падения и перпендикулярно к ней, волновой вектор падающей волны $\boldsymbol{k}=\boldsymbol{q}+\boldsymbol{n}k\cos\theta$, $\boldsymbol{n}$ — нормаль в невозмущенной (плоской) поверхности, направленная в металл, $(\boldsymbol{qn}) = 0$, $q = |\boldsymbol{q}| = k\sin\theta$, θ — угол падения, $k = \omega/c$, ω — частота излучения, c — скорость света.

Для нахождения поля рассеянной волны $E^{(1)}$, как и в работе [3], воспользуемся граничным условием Леонтовича. В дальнейшем мы будем рассматривать ситуацию, когда выполняются неравенства

$$(bg)^2 \ll 1, \quad (bk)^2 \ll 1 \quad \text{и} \quad |\zeta| \ll 1. \tag{2}$$

Здесь поверхностный импеданс $\zeta=\zeta_1-i\zeta_2$, где величины ζ_1 и ζ_2 положительны. При выполнении неравенств (2) для нашего случая условие Леонтовича можно представить в виде

$$\left\{E_t + bg(\boldsymbol{n}E)\cos(\boldsymbol{gr}) - i\frac{\zeta}{k}[\boldsymbol{n}\operatorname{rot}E]\right\}_{z=z_*} = 0, \tag{3}$$

где $E = E^{(0)} + E^{(1)}$, E_t — проекция вектора E на невозмущенную поверхность.