

ри И. З. и др. Там же, с. 171. [3] Джилавдари И. З., Олефир Г. И., Петров Н. С. Журн. прикл. спектроскопии, 1979, 30, № 4, с. 699. [4] Зуев В. И., Зыбин Д. Н. и др. В кн.: Тез. докл. II Всес. конф.: «Применение лазеров в приборостроении, машиностроении и медицинской технике». М., 1979, с. 272. [5] Корда И. П., Рубинов А. Н. Квант. электроника, 1974, 1, № 8, с. 1877. [6] Ерохин А. И., Морачевский Н. В., Файзуллоев Ф. С. ЖЭТФ, 1978, 74, № 4, с. 1336. [7] Шепелев А. В. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1980, 21, № 3, с. 90. [8] Дубик А., Ях К. Квант. электроника, 1979, 6, № 10, с. 2139.

Поступила в редакцию
09.11.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, т. 24, № 1

УДК 534.211.4

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ

А. Н. Иванников, Ф. В. Рожин, О. С. Тонаканов

(кафедра акустики)

Традиционный метод исследования звукового поля в интерферометре основан на измерении величины звукового давления с помощью различного типа микрофонов. Однако в ряде случаев представляется целесообразным наряду с определением звукового давления $P(x, t)$ измерять величину колебательной скорости $v(x, t)$ и разность фаз между давлением и колебательной скоростью $\varphi_{Pv}(x) = \varphi_P(x) - \varphi_v(x)$ в данной точке звукового поля, что позволяет перейти к определению энергетических характеристик звукового поля — активной и реактивной плотности звуковой мощности.

Рассмотрим основные соотношения, характеризующие параметры звукового поля в интерферометре перед поглощающей поверхностью с импедансом Z_0 при $x=0$, на которую нормально падает плоская звуковая волна $P_1 = P_0 e^{i(kx + \omega t)}$. Отраженную волну запишем в виде $P_2 = \beta_0 P_0 e^{i(-kx + \omega t + \varphi_0)}$, где k — волновое число; ω — круговая частота; β_0 — модуль коэффициента отражения; φ_0 — фаза коэффициента отражения.

В точке x суммарные значения звукового давления и колебательной скорости будут иметь вид [1]

$$P(x, t) = A \rho c \sqrt{1 + \beta_0^2 + 2\beta_0 \cos(\varphi_0 - 2kx)} e^{i\varphi_P} e^{i\omega t}, \quad (1)$$

$$v(x, t) = A \sqrt{1 + \beta_0^2 - 2\beta_0 \cos(\varphi_0 - 2kx)} e^{i\varphi_v} e^{i\omega t}, \quad (2)$$

где c — скорость звука в среде, ρ — плотность среды, A — величина, характеризующая амплитуду, φ_P и φ_v — фазы давления и колебательной скорости частиц среды. Из выражений (1) и (2) найдем величину

$$\varphi_{Pv}(x) = \arctg \left(\frac{2\beta_0 \sin(\varphi_0 - 2kx)}{1 - \beta_0^2} \right). \quad (3)$$

Определим энергетические параметры звукового поля: плотность звуковой энергии ω (Дж/м³) и плотность звуковой мощности I (Вт/м²), для которых справедливо выражение $I = c\omega$. Для плотности звуковой мощности имеем

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{2} (Pv^*) = \frac{1}{2} A^2 \rho c \sqrt{(1 + 4\beta_0^2 \cos^2(\varphi_0 - 2kx))} e^{i\varphi_{Pv}} = \\ &= \frac{1}{2} A^2 \rho c [(1 - \beta_0^2) + 2j\beta_0 \sin(\varphi_0 - 2kx)] = I_a + jI_j. \end{aligned} \quad (4)$$

где v^* — комплексно-сопряженная величина колебательной скорости, I_a — активная плотность звуковой мощности (интенсивность звука, вектор Умова), I_j — реактивная плотность звуковой мощности.

На рис. 1 представлено распределение плотности звуковой мощности для двух встречных волн.

Плотность звуковой энергии для двух встречных волн найдем в виде

$$\omega = \omega_1 + \omega_2 = \omega_1(1 + q), \quad (5)$$

где ω_1 — плотность звуковой энергии в падающей волне, ω_2 — плотность звуковой энергии в отраженной волне, $q = \omega_2/\omega_1 = \beta_0^2$ — коэффициент отражения поверхности по энергии.

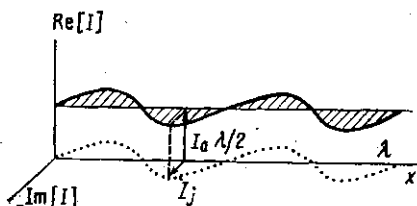


Рис. 1. Распределение плотности звуковой мощности для суперпозиции двух встречных волн

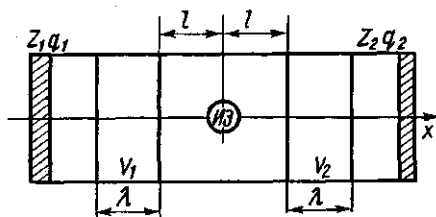


Рис. 2. Схема процесса реверберации в трубе

С другой стороны, плотность звуковой энергии перед отражающей поверхностью в некотором объеме V можно представить в виде плотности энергии ω_a , переносимой через объем, и в виде плотности энергии ω_j , взвешенной в данном объеме (т. е. диффузной) [2]:

$$\omega_a = \omega_1 - \omega_2 = \omega_1(1 - q), \quad (6)$$

$$\omega_j = \sqrt{\omega^2 - \omega_a^2} = \omega_1 2\sqrt{q}.$$

Диффузная составляющая плотности звуковой энергии ω_j не участвует в переносе энергии от источника к поверхности, она лишь аккумулирована в среде. Плотность звуковой энергии можно записать в комплексном виде:

$$\omega = \omega_a + j\omega_j = \omega_1[(1 - q) + j2\sqrt{q}]. \quad (7)$$

Сравнивая выражения (4) и (7), легко усмотреть в них полную аналогию, т. е. интенсивность звука I_a образует плотность энергии ω_a в объеме V , а реактивная плотность звуковой мощности I_j образует в объеме V диффузную составляющую плотности звуковой энергии ω_j .

Пусть в трубе (рис. 2) сечением S находится ненаправленный источник звука ИЗ с постоянной мощностью \mathcal{P} . Будем считать источник акустически прозрачным, т. е. энергия отраженных от концов волн не поглощается и не рассеивается источником звука. Левый конец трубы закрыт материалом с импедансом Z_1 и коэффициентом отражения по энергии q_1 , а правый — Z_2 с коэффициентом q_2 . Определим плотность звуковой энергии ω в объеме V_2 , для чего воспользуемся методом, предложенным Эйрингом. Звуковое поле, создаваемое в помещении источником звука, можно представить как звуковое поле множества мнимых источников, возникающих в результате отражения звуковых волн

от границ помещения. Если $\lambda^2 \gg S$, то всегда найдется некоторое расстояние l , где излучаемую им волну можно считать плоской. В объеме V_2 прямая волна создает плотность звуковой энергии

$$\omega_1^+ = \frac{1}{2S\lambda} \mathcal{P} t_0 = \frac{1}{2Sc} \mathcal{P}$$

(знак плюс означает, что волна движется в положительном направлении оси x). Для волн, проходящих через V_2 в положительном направлении, получим ряд: $\omega_1^+(1 + q_1 + q_1q_2 + \dots)$, а в отрицательном направлении — ряд $\omega_1^-(q_2 + q_1q_2 + q_1q_2^2 + q_1^2q_2^2 + \dots)$. После суммирования имеем

$$\omega = \omega_1^+ \frac{1 + q_1}{1 - q_1q_2} + \omega_1^- \frac{q_2(1 + q_1)}{1 - q_1q_2} = \omega_1 \frac{(1 + q_1)(1 + q_2)}{1 - q_1q_2}. \quad (8)$$

Очевидно, что в объеме V_1 , равном V_2 , но находящемся слева от источника звука, плотность звуковой энергии будет также равна ω . Определим действительную составляющую плотности энергии ω_a , переносимую через объем V_2 в установившемся режиме. Просуммировав ряд, получим для объема V_2

$$\omega_{a2} = \frac{(1 + q_1)(1 - q_2)}{1 - q_1q_2} \omega_1, \quad (9)$$

а для объема V_1

$$\omega_{a1} = \frac{(1 - q_1)(1 + q_2)}{1 - q_1q_2} \omega_2. \quad (10)$$

Как видно из выражений (9) и (10), плотность переносимой звуковой энергии в направлении поглощающей поверхности зависит от коэффициента отражения этой поверхности. В установившемся режиме плотность звуковой мощности поля — величина постоянная, поэтому энергия, излучаемая источником звука в единицу времени, должна полностью поглощаться на концах трубы. Действительно, источник за время t_0 излучает $S(\omega_1^+ + \omega_2^-) = 2S\omega_1$ Дж, а поверхности на концах трубы поглощают $S(\omega_{a1} + \omega_{a2})$ Дж, что также равно $2S\omega_1$, т. е. выполняется закон сохранения энергии. Если один конец трубы закрыт поверхностью с коэффициентом отражения $q_1 = 1$, то плотность потока мощности $I_{a1} = \omega_{a1}c = 0$, т. е. перед этой поверхностью в объеме V_1 плотность потока мощности равна нулю. В то же самое время у другой поверхности, в объеме V_2 плотность потока мощности $I_{a2} = \omega_{a2}c = \frac{2(1 - q_2)}{1 - q_2} \omega_1 c = 2\omega_1 c$. В этом случае через объем V_2 в установившемся режиме протекает вся энергия, излучаемая источником звука.

Рассмотрим, что представляет собой величина диффузной составляющей плотности звуковой энергии в объеме V_1 :

$$\omega_{j1} = \omega_1 \frac{1 + q_2}{1 - q_1q_2} 2\sqrt{q_1}. \quad (11)$$

Для объема V_2 найдем

$$\omega_{j2} = \omega_1 \frac{1 + q_1}{1 - q_1q_2} 2\sqrt{q_2}. \quad (12)$$

Для случая $q_1 = q_2 = q$ легко видеть, что диффузная плотность звуковой энергии прямо пропорциональна мощности источника звука и корню квадратному из коэффициента отражения и обратно пропорциональна коэффициенту поглощения поверхности $\alpha = 1 - q$. Для плотности зву-

ковой энергии в некотором объеме V перед поглощающей поверхностью выражение (7) является частным случаем точного решения (4) при $\varphi_0 - 2kx = \pi/2 \pm 2\pi n$, $n=0, 1, 2, \dots$, если домножить соотношение (7) на скорость звука c и учесть (9) — (12).

Отношение величины реактивной плотности звуковой мощности I_j к величине плотности потока мощности I_a назовем акустическим отношением R :

$$R = \frac{I_j}{I_a} = \frac{w_j}{w_a} = \frac{2\sqrt{q}}{1-q}; \quad (13)$$

$R \approx 1$ при $q \approx 0,17$. При $R > 1$ звук, получаемый в точке приема, определяется резонансными и реверберационными свойствами объема; при $R < 1$ воспринимаемый сигнал характеризуется в основном свойствами

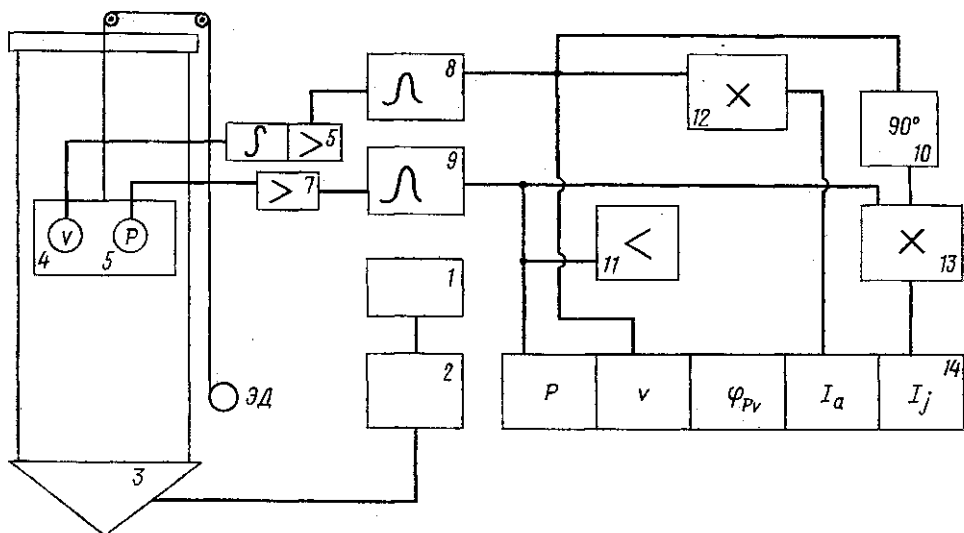


Рис. 3. Блок-схема экспериментальной установки

источника звука. Выражение (4) в точках экстремума функции I_j приводит к формуле, связывающей акустическое отношение R и амплитудный коэффициент отражения β_0 :

$$\beta_0 = \frac{1}{R} (|\sqrt{R^2 + 1}| - 1). \quad (14)$$

Для экспериментальной проверки полученных выражений на кафедре акустики МГУ собрана установка, блок-схема которой представлена на рис. 3. Основным элементом установки является вертикально закрепленная толстостенная труба диаметром 0,250 м, длиной 5 м. Излучающий тракт состоит из генератора (1), усилителя мощности (2) и излучателя звука (3). Приемная система содержит приемник колебательной скорости (4) и приемник звукового давления (5), которые упруго подвешены в жестком каркасе. Перемещение приемной системы осуществлялось с помощью электродвигателя ЭД с постоянной скоростью 0,0045 м/с. Электрические сигналы с акустических приемников через предварительные усилители (6, 7) поступали на гетеродинные фильтры (8, 9). В фильтре предусмотрена возможность изменения фазы выходного сигнала относительно входа на $+90^\circ$ (10), что необхо-

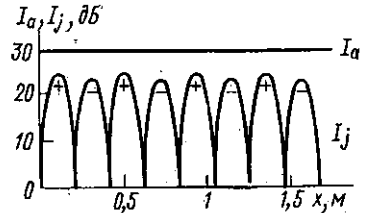
димо при измерении реактивной плотности мощности. Для определения разности фаз $\varphi_{Pv}(x)$ сигналы с выхода фильтров подавались на фазометр (11), а для определения энергетических величин — на вход перемножителей (12, 13). Электрические сигналы, пропорциональные величинам P , v , φ_{Pv} , I_a , I_j , поступали на регистратор уровня (14) и фиксировались в функции координаты приемного устройства. Установка позволяет производить измерения в диапазоне частот 5—800 Гц. Уровень звукового давления мог достигать 140 дБ.

При перемножении сигналов P и v с выхода перемножителя получаем электрический сигнал, пропорциональный величине плотности потока мощности

$$\operatorname{Re}[I] = \operatorname{Re}[I_a + jI_j] = I_a.$$

Для измерения реактивной плотности мощности используется фазовращатель, добавляющий 90° к начальной фазе колебательной ско-

Рис. 4. Результаты измерения энергетических характеристик звукового поля в интерферометре



рости φ_v : $\varphi^*_{Pv} = \varphi_P - (\varphi_v + 90^\circ) = \varphi_{Pv} - 90^\circ$, и на выходе перемножителя получается сигнал, пропорциональный реактивной плотности мощности

$$\operatorname{Re}[I_{\varphi_v+90^\circ}] = \operatorname{Re}[(I_a + jI_j)e^{-j\pi/2}] = \operatorname{Re}[-jI_a + I_j] = I_j.$$

В качестве иллюстрации на рис. 4 представлены результаты измерения плотности потока мощности I_a и реактивной плотности мощности I_j в функции координаты приемного устройства на частоте 400 Гц в относительных единицах. Как видно из рис. 4, величина I_a не зависит от координаты точки измерения и является величиной, постоянной вдоль сечения трубы. Величина I_j периодически меняет знак 4 раза на длине звуковой волны (знак I_j определялся по отклонению стрелки вольтметра на выходе перемножителя). Зная величину акустического отношения R в точках экстремума функции I_j , легко найти величину коэффициента отражения поверхности из выражения (14). Как видно из представленных графиков, I_a отличается от I_j в среднем на 4,5 дБ, что соответствует $\beta_{01} \cong 0,17$.

Для этого же случая разность уровней звукового давления в максимуме и минимуме составила 3 дБ, что дает тот же результат для β_0 .

Определение энергетических характеристик звукового поля в интерферометре открывает ряд новых возможностей при изучении акустических свойств звукопоглощающих материалов. Во-первых, повышается точность определения β_0 . Погрешность измерения величины I_j в точке экстремума равна погрешности измерения величины звукового давления в максимуме интерференционной картины, но она значительно меньше, чем погрешность при измерении величины минимума звукового давления. Во-вторых, измерение энергетических характеристик позволяет в два раза снизить нижнюю частоту работы интерферометра, так как пространственный период экстремумов величины I_j равен $\lambda/4$ (для звукового давления — $\lambda/2$). При одновременном измерении $P(x)$, $v(x)$ и $\varphi_{Pv}(x)$ в одной точке интерферометра можно определить характеристики звукопоглощающих материалов даже на низких и инфра-

звуковых частотах при сравнительно малой длине трубы. В-третьих, при определении фазы коэффициента отражения φ_0 в классическом методе акустического интерферометра определяется координата минимума звукового давления, который на низких частотах трудно точно локализовать, и это приводит к большим погрешностям в определении φ_0 . Величина I_j в минимуме звукового давления (и в минимуме колебательной скорости) меняет знак, т. е. переходит через нулевое значение, координата которого может быть определена с большей точностью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Ржевкин С. Н. Курс лекций по теории звука. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1960. [2] Лепендин Л. Ф. Акустика. М.: Высшая школа, 1978.

Поступила в редакцию
26.11.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, т. 24, № 1

УДК 539.216.22:621.391.822

О МЕДЛЕННЫХ ФЛУКТУАЦИЯХ ЦИКЛИЧЕСКОГО ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

А. М. Бузько, В. В. Потемкин

(кафедра физики колебаний)

В настоящей работе проведен теоретический анализ магнитного шума типа $1/f^2$, возникающего при циклическом перемагничивании ферромагнитных пленок. Известно, что при периодическом перемагничивании пермаллоевых пленок, как и других ферромагнитных сердечников, имеются подъемы спектральной плотности флуктуаций намагниченности вблизи нулевой частоты наблюдения, а также в окрестностях кратных гармоник накачки [1, 2]. Представляет определенный интерес описать механизм формирования спектра такого типа.

Предлагаемый теоретический анализ основан на предположении, что в процессе циклического перемагничивания без насыщения образца медленно изменяется величина перемагничиваемого за цикл объема пленки, а также моменты ее «переключения». Рассматривается случай прямоугольной петли гистерезиса, т. е. перемагничивание происходит по оси легкого намагничивания. Ставится задача — найти выражение для спектральной плотности флуктуаций намагниченности, которое описывает подъемы спектральной плотности магнитного шума.

Рассмотрим элементарный участок пленки. Если перемагничивание происходит без насыщения, его можно представить в виде трех областей, разделенных крайними положениями доменной стенки (рис. 1, а): средней области, намагниченность которой периодически изменяется, и двух соседних областей с постоянной намагниченностью.

Пусть детерминированные изменения относительной намагниченности этого участка в проекции на легкую ось представляют собой последовательность периодических прямоугольных импульсов (рис. 1, б). Тогда эти изменения можно представить в виде ряда Фурье:

$$\frac{M(t)}{M_s} = a - b + \frac{1 - a - b}{\pi} (\psi + \theta) + \frac{4}{\pi} \times$$