АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXI 1975 Вып. 3

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.232.742.78–08

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ СЕРДЕЧНИКА НА КОЭФФИЦИЕНТ МАГНИТОМЕХАНИЧЕСКОЙ СВЯЗИ МАГНИТОСТРИКЦИОННОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ КРУТИЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ

И. Н. Андреева, В. Л. Преображенский

Один из основных параметров магнитострикционного преобразователя – коэффициент магнитомеханической связи $K_{мм}$, величина которого существенно зависит от формы и размеров сердечника преобразователя.

Рассмотрим один из типов магнитострикционных преобразователей крутильных колебаний, представляющий собой аксиально намагниченный ферритовый образец в форме цилиндрической трубки, возбуждение которого осуществляется переменным магнитным полем тороидальной обмотки, проходящей сквозь полость трубки. В этом случае «магнитострикционные уравнения» могут быть получены в виде [1]:

$$m_\varphi=\chi_\perp h_\varphi+e2u_{\varphi z}, \tag{1}$$

$$m_r=\chi_\perp h_r, \tag{2}$$

$$t_{\varphi z}=G^H 2u_{\varphi z}-eh_\varphi, \tag{3}$$

$$t_{\varphi r}=G^H 2u_{\varphi r}, \tag{4}$$

где **m** и **h** – переменные плотность магнитного момента и напряженность магнитного поля, $t_{\alpha\beta}$ – тензор напряжений, e – магнитострикционная постоянная, G^H – модуль сдвига, $\chi_\perp$ – обратимая восприимчивость феррита в направлении, перпендикулярном статической намагниченности. Уравнения (1) – (4) написаны в цилиндрической системе координат, ось **z** которой совпадает с осью симметрии образца.

Из соотношений (1), (2) следует, что крутильные колебания в силу цилиндрической симметрии системы не оказывают влияния на структуру внутреннего переменного магнитного поля, так что его напряженность в точке с координатой r имеет единственную компоненту $h_\varphi=2I/cr$, где I – суммарный ток всех витков обмотки, c – скорость света.

С помощью соотношений (3), (4) получаем уравнение движения для φ-компоненты вектора смещения **u**:

$$\rho\frac{\partial^2 u_\varphi}{\partial t^2}=G^H\left(\Delta u_\varphi-\frac{u_\varphi}{r^2}\right), \tag{5}$$

где ρ – плотность феррита, Δ – оператор Лапласа, а также граничные условия для смещения в случае незакрепленного образца:

$$\left.\frac{\partial u_\varphi}{dr}-\frac{u_\varphi}{r}\right|_{r=R_1,R_2}=0, \tag{6}$$

$$\left.\frac{\partial u_\varphi}{\partial z}\right|_{z=0,L}=\frac{e}{G^H}h_\varphi, \tag{7}$$

где R_1 и R_2 – соответственно внутренний и внешний радиусы сердечника, L – его длина.

Если магнитное поле изменяется во времени по гармоническому закону с частотой ω, то решение уравнения (5) с граничными условиями (6), (7) может быть получено в виде разложения в ряд Дини [2]:

$$u_\varphi=A_0 r\sin k_0(z-L/2)+\sum_{n=1}^{\infty}A_n R_2\left[J_1(t_n r)-\frac{J_2(t_n R_1)}{N_2(t_n R_1)}N_1(t_n r)\right]\operatorname{sh}k_n(z-L/2) \tag{8}$$

где J_i, N_i – функции Бесселя и Неймана порядка i, t_n – корни уравнения $J_2(t_nR_2)/N_2(t_nR_2)=J_2(t_nR_1)/N_2(t_nR_1)$, $k_0^2=\omega^2\rho/G^H$, $k_0^2=t_n^2-k_n^2$. При этом амплитуды A_0, A_n определяются выражениями

$$A_0=\left(\frac{e}{G^H}\right)\cdot 4/(R_2^4-R_1^4)\,k_0\cos(k_0L/2)\int\limits_{R_1}^{R_2}h_\varphi r^2\,dr,$$

$$A_n=\left(\frac{e}{G^H}\right)\frac{\pi^2J_2^2(t_nR_1)N_2^2(t_nR_2)\,t_n}{k_nR_2[J_2^2(t_nR_1)-J_2^2(t_nR_2)]\operatorname{ch}(k_nL/2)}\times$$

$$\times\int\limits_{t_nR_1}^{t_nR_2}h_\varphi(x)\,x\left[J_1(x)-\frac{J_2(t_nR_2)}{N_2(t_nR_2)}N_1(x)\right]dx.$$

Решение (8) можно представить в виде разложения по собственным модам крутильных колебаний:

$$u_\varphi=\sum_{m=1}^{\infty}A_{m0}u_{m0}(r,z)+\sum_{m,n=1}^{\infty}A_{mn}u_{mn}(r,z), \tag{9}$$

где

$$u_{m0}=r\cos p_mz,\qquad p_m=\pi m/L,$$
$$u_{mn}=R_2[J_1(t_nr)-N_1(t_nr)J_2(t_nR_1)/N_2(t_nR_1)]\cos p_mz,$$

$$A_{m0}=\left(\frac{e}{G^H}\right)h_\varphi(R_1)\frac{[(-1)^m-1]4R_1}{(p_m^2-k_0^2)(R_2^2+R_1^2)L}, \tag{10}$$

$$A_{mn}=\left(\frac{e}{G^H}\right)h_\varphi(R_1)\frac{[(-1)^m-1]4\pi N_2(t_nR_2)J_2^2(t_nR_1)}{(k_{mn}^2-k_0^2)(t_nR_2)^3R_1L[J_2^2(t_nR_1)-J_2^2(t_nR_2)]}\times \tag{11}$$

$$\times\{2t_nR_1-\pi(t_nR_2)^2[J_2(t_nR_2)N_1(t_nR_1)-J_2(t_nR_1)N_1(t_nR_2)]\},$$
$$k_{mn}^2=p_m^2+t_n^2.$$

Используя выражения (9) – (11) и определение коэффициента магнитомеханической связи [1], легко получить его значение для любой резонирующей моды колебаний:

$$K_{\text{мм}}^2(m,n)=[A_{mn}(\omega\to 0)]^2\frac{4\pi}{\mu_\perp}\times \tag{12}$$

$$\times G^H\int\limits_V\left[\left(\frac{\partial u_{mn}}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial u_{mn}}{\partial z}-\frac{u_{mn}}{r}\right)^2\right]dV\Big/$$

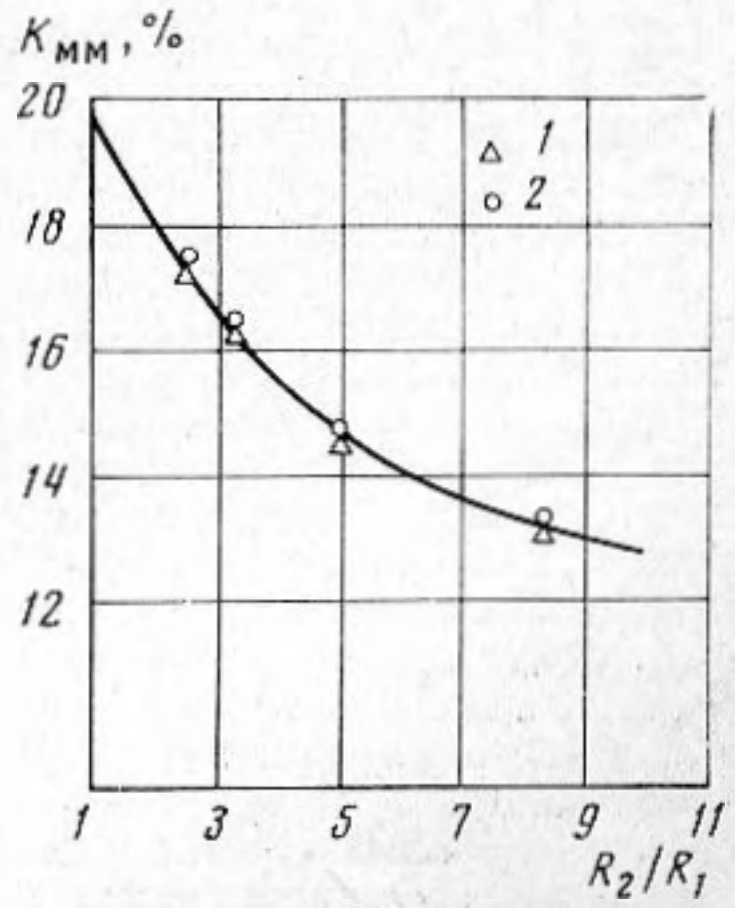
$$\Big/\int\limits_V h_\varphi^2\,dV,$$

где $\mu_\perp$ – магнитная проницаемость, V – объем сердечника.

В частности, для основной полуволновой моды u_{10} крутильных колебаний с помощью формул (10), (12) находим выражение для $K_{\text{мм}}^2$:

$$K_{\text{мм}}^2=\frac{4\pi e^2}{G^H\mu_\perp}\left(\frac{8}{\pi^2}\right)\times \tag{13}$$

$$\times\frac{R_2^2/R_1^2-1}{(R_2^2/R_1^2+1)\ln(R_2/R_1)}.$$



Зависимость коэффициента магнитомеханической связи от отношения внешнего радиуса сердечника к внутреннему: *1* – сердечники длиной 30 *мм*, *2* – 20 *мм*

Отсюда следует, что величина $K_{\text{мм}}^2$ не зависит от длины сердечника, но зависит от отношения внешнего радиуса сердечника к внутреннему, стремясь к своему максимальному значению $K_{\text{мм}}^2=32e^2/G^H\mu_\perp\pi$ при $R_2/R_1\to 1$ и монотонно убывая по мере увеличения этого отношения.

Экспериментальное исследование влияния геометрии сердечника на $K_{\text{мм}}$ проводилось на трубчатых ферритовых образцах двух серий. Каждая серия состояла из четырех образцов с внутренним радиусом $R_1=0{,}6$ *мм* и внешними радиусами R_2,

равными 1,5; 2; 3; 5 *мм*. Сердечники первой серии имели длину $L=30$ *мм*, второй — 20 *мм*. Магнитное поле возбуждения создавалось тороидальной обмоткой, нанесенной непосредственно на образец. Аксиальное поле подмагничивания создавалось с помощью соленоида. Возбуждение производилось на частоте основной полуволновой моды крутильных колебаний.

Для каждого образца измерялась зависимость $K_{мм}$ от напряженности подмагничивающего поля, откуда определялось значение $K_{мм}$ при оптимальном подмагничивании. Эти значения для обеих серий образцов показаны точками на фигуре. Видно, что $K_{мм}$ не зависит от длины сердечника в соответствии с теорией. С другой стороны, величина $K_{мм}$ как функция R_2/R_1 удовлетворительно описывается соотношением (13). На фигуре изображена кривая, рассчитанная по формуле (13) при условии $K_{мм}(R_2/R_1 \to 1)=19{,}6\%$.

В заключение отметим, что полученное в настоящей работе выражение для коэффициента магнитомеханической связи может быть использовано, например, при определении магнитострикционной постоянной e сердечников произвольных размеров.

ЛИТЕРАТУРА

1. *К. М. Ван-дер-Бургт.* Динамические физические параметры магнитострикционных продольных и крутильных колебаний в ферритах. Проблемы современной физики, вып. 6. М., Изд-во иностр. лит., 1954, стр. 126—165.
2. *Г. Н. Ватсон.* Теория бесселевых функций, ч. 1 М., Изд-во иностр. лит., 1949.

Московский энергетический институт

Поступила 12 июня 1974 г.

УДК 534.8

ПОГЛОЩЕНИЕ И ДИСПЕРСИЯ УЛЬТРАЗВУКА В РАСПЛАВЕ АБИЕТИНОВОЙ КИСЛОТЫ

Б. А. Белинский, Л. М. Лазаренко

Экспериментальные исследования акустических свойств сильновязких жидкостей немногочисленны, что связано с трудностями измерений в сильнопоглощающих средах. Попытки объяснения акустических свойств таких жидкостей на основе релаксационной теории Л. И. Мандельштама и М. А. Леонтовича не дают удовлетворительных результатов, а их описание с помощью функций, задающих сплошной спектр релаксации, физически неоднозначно. Более перспективной для описания акустических свойств вязких жидкостей представляется на основании сравнения расчетных данных с опытом нелокальная теория распространения звуковых волн в сильновязких жидкостях, разработанная Исаковичем и Чабан [1]. Одним из интересных объектов в этой области, привлекавшим внимание ряда авторов [2—4], является расплав абиетиновой кислоты (канифоли), исследования которого вследствие сильного затухания затруднены и не дали до сих пор достаточно полных количественных результатов. При исследовании этого расплава в случаях, когда коэффициент поглощения достигал 50—55 *нм/см*, мы использовали кроме обычного импульсного метода корреляционно-фильтровый метод измерения параметров распространения акустических волн в непрерывном режиме [5]. Нами были проведены измерения скорости и коэффициента поглощения звука в диапазоне частот 3—15 *Мгц* и интервале температур 50—180° С. Примененная методика обеспечила точность измерения скорости ~0,01% и коэффициента поглощения ~5% во всей области частот и температур. Вязкость измерялась методом падающего шарика с использованием шариков различных диаметров, а также с помощью ротационного вискозиметра Rheotest с точностью 5%, плотность определялась дилатометрическим методом (пикнометр переменного объема) с точностью 0,2%. Результаты измерений коэффициента вязкости η и плотности ρ приведены ниже.

t, °С	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150	160
η, *пз*	99993		6005	550		39,1		5,62		0,92	
ρ, *г/см*^{3}	1,0565	1,0465	1,0365	1,029	1,022	1,0165	1,0095	1,0035	0,996	0,9881	0,981

Постоянство температуры поддерживалось термостатом УТ-15 с точностью 0,2° С. Измерения скорости в асимптотической области 10—50° С проводились импульсным методом с монохроматическим заполнением. Результаты были обработаны согласно