

БРАТКИЕ 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 магнитоотрижционного преобразователя — коэффициент магнитоотрижционной связи K_{MM} , величина которого существенно зависит от формы и размеров сердечника преобразователя.

Рассмотрим один из типов магнитоотрижционных 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 «магнитоотрижционные уравнения» могут быть получены в виде [1]:

$$(1) \quad m_{\varphi} = \chi_{\perp} h_{\varphi} + e 2u_{\varphi z},$$

$$(2) \quad m_r = \chi_{\perp} h_r,$$

$$(3) \quad t_{\varphi z} = G^H 2u_{\varphi z} - e h_{\varphi},$$

$$(4) \quad t_{\varphi r} = G^H 2u_{\varphi r},$$

где m и h — переменные плотность магнитного момента и напряженность магнитного поля, $t_{\alpha\beta}$ — тензор напряжений, e — магнитоотрижционная постоянная, G^H — модуль сдвига, χ_{\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 :

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

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

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

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

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]:

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

где J_i, N_i — функции Бесселя и Неймана порядка i , t_n — корни уравнения $J_2(t_n R_2)/N_2(t_n R_2) = J_2(t_n R_1)/N_2(t_n R_1)$, $k_0^2 = \omega^2 \rho / G^H$, $k_n^2 = t_n^2 - k_0^2$. При этом амплитуды A_0, A_n определяются выражениями

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

$$A_n = \left(\frac{e}{G^H} \right) \frac{\pi^2 J_2^2(t_n R_1) N_2^2(t_n R_2) t_n}{k_n R_2 [J_2^2(t_n R_1) - J_2^2(t_n R_2)] \operatorname{ch}(k_n L / 2)} \times$$

$$\times \int_{t_n R_1}^{t_n R_2} h_\varphi(x) x \left[J_1(x) - \frac{J_2(t_n R_2)}{N_2(t_n R_2)} N_1(x) \right] dx.$$

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

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

где

$$u_{m0} = r \cos p_m z, \quad p_m = \pi m / L,$$

$$u_{mn} = R_2 [J_1(t_n r) - N_1(t_n r) J_2(t_n R_1) / N_2(t_n R_1)] \cos p_m z,$$

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

$$(11) \quad A_{mn} = \left(\frac{e}{G^H} \right) h_\varphi(R_1) \frac{[(-1)^m - 1] 4 \pi N_2(t_n R_2) J_2^2(t_n R_1)}{(k_{mn}^2 - k_0^2) (t_n R_2)^3 R_1 L [J_2^2(t_n R_1) - J_2^2(t_n R_2)]} \times$$

$$\times \{ 2 t_n R_1 - \pi (t_n R_2)^2 [J_2(t_n R_2) N_1(t_n R_1) - J_2(t_n R_1) N_1(t_n R_2)] \},$$

$$k_{mn}^2 = p_m^2 + t_n^2.$$

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

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

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

$$/ \int_V h_\varphi^2 dV,$$

где μ_\perp — магнитная проницаемость, V — объем сердечника.

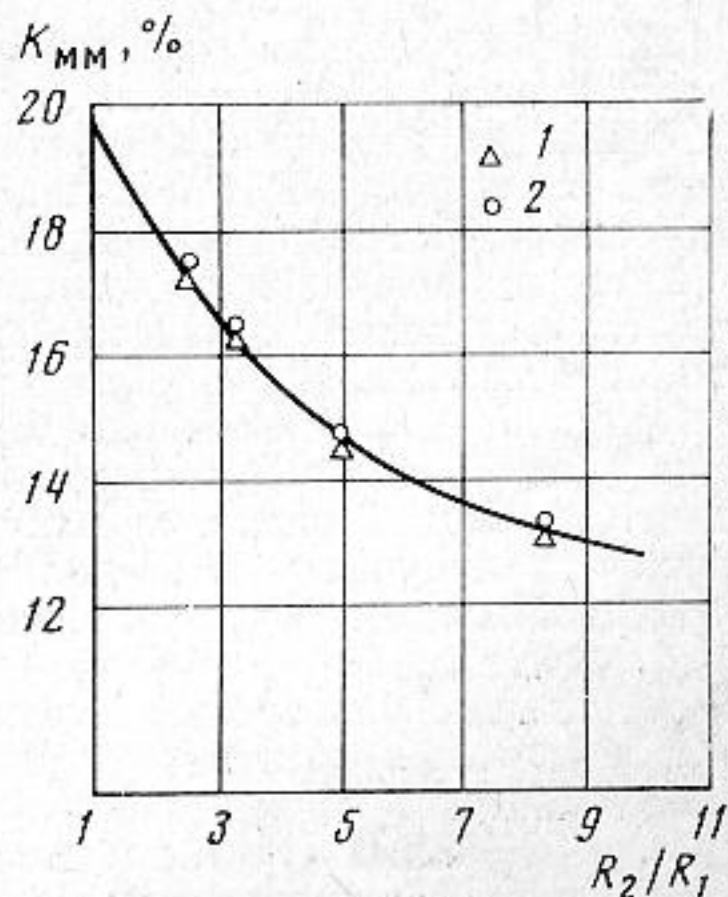
В частности, для основной полуволновой моды u_{10} крутильных колебаний с помощью формул (10), (12) находим выражение для $K_{\text{ММ}}^2$:

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

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

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 $R_2 / R_1 \rightarrow 1$ 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 ,



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

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

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

ЛИТЕРАТУРА

1. К. М. Ван-дер-Бургт. Динамические физические параметры магнитоэлектрических 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

В. 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 dilatометрическим методом (пикнометр переменного объема) с точностью 0,2%. Результаты измерений коэффициента вязкости η и плотности ρ приведены ниже.

$t, ^\circ\text{C}$	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150	160
$\eta, \text{пз}$	99993		6005	550		39,1		5,62		0,92	
$\rho, \text{г/см}^3$	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