

КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА С МАГНИТОЖИДКОСТНЫМ ИНЕРТНО-ВЯЗКИМ ЭЛЕМЕНТОМ

В.М. Полунин, Г.В. Карпова, В.В. Коварда

*Курский государственный технический университет, кафедра физики
305040, г. Курск, ул. 50 лет Октября, 94. E-mail: Polunin_VM@hotmail.ru*

В большинстве устройств магнитная жидкость (МЖ) служит наполнителем межполюсных зазоров или оболочек, размещенных в межполюсной области и частично заполненных воздухом. Удерживаемая неоднородным магнитным полем капля магнитной жидкости, подпружиненная изолированной газовой полостью, способна совершать колебания. Проявление резонансных свойств при определенных условиях может существенно повлиять на технические характеристики устройств. Особенностью такой колебательной системы является зависимость ее упругих и диссипативных свойств от протекания специфических для инертного элемента (магнитной жидкости) процессов: испарения жидкости-носителя, растекания по поверхности твердой оболочки, магнитодиффузии, конечной электропроводности, агрегирования, межфазного теплообмена. Уникальными и все еще не до конца изученными являются реологические свойства МЖ.

Исследования колебательных систем с магнитожидкостным упруго-вязким элементом примыкают к работам В.В. Сагу, Ф.Н. Fenlon, В.Г. Байтового, В.М. Полунина, В.В. Соколова, А.Р. Баева, посвященным проблеме прямого и обратного преобразования энергии электромагнитных и упругих колебаний на магнитной жидкости в области низкочастотного диапазона. Изучение физической природы упругих и диссипативных свойств колебательной системы с магнитожидкостным инертно-вязким элементом представляет интерес для нескольких отраслей физической науки: физики конденсированного состояния, магнитной гидродинамики, механики жидкости и газа, молекулярной акустики.

Измерения упругих параметров колебательной системы, в которой роль инертно-вязкого элемента выполняет столбик магнитного коллоида внутри жесткой цилиндрической оболочки, проводились на основе методики ударного возбуждения колебаний и электромагнитной индикации колебательного движения МЖ-столбика с фиксированием осциллограмм в персональном компьютере [1–7].

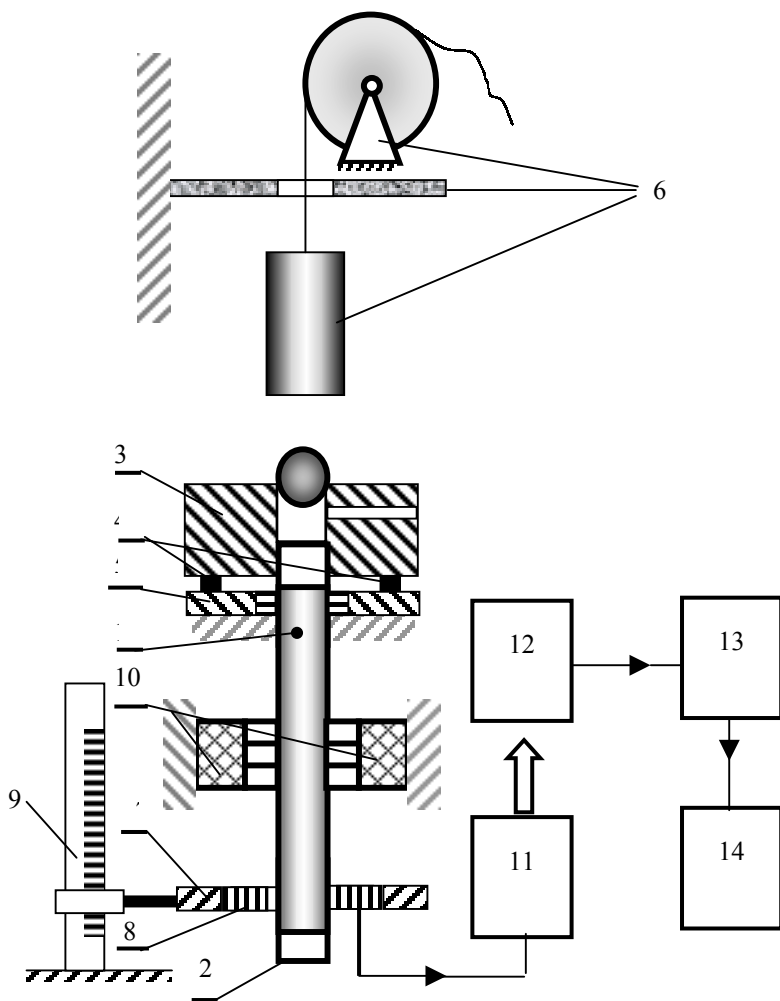


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

магнит 7 стабилизирует нижнюю поверхность столбика жидкости. Внутри кольцевого магнита вмонтирована катушка индуктивности 8, на которую при колебаниях МЖ наводится переменная ЭДС. Система магнит – катушка индуктивности жестко связана с кинематическим блоком катетометра 9. Для подавления колебаний держателя применяется демпфер 10. С катушки индуктивности электромагнитный импульс поступает на вход осциллографа 11. Изображение осциллограммы снимается телевизионной камерой 12 и через TV-тюнер 13 поступает в компьютер 14 для последующей обработки и анализа.

Наилучшую повторяемость результатов измерений удалось получить на несколько модернизированной установке, в которой резиновые амортизаторы заменены тонкой фланелевой прокладкой. Перед ударом держатель трубки приподнят над платформой 5 на фиксированное расстояние Δ (“высота стрелы” $\Delta = 0,5 \text{ ч } 2 \text{ мм}$) и удерживается легким фрикционным

Экспериментальные исследования упруго-диссипативных свойств колебательной системы проводились на установке, схематически изображенной на рис 1.

МЖ 1 частично заполняет стеклянную трубку с запаянным дном 2 (диаметр используемых в работе трубок – 1,36 см и 0,95 см) и при этом перекрывает газовую полость у основания трубки. Трубка зафиксирована в держателе 3, опирающемся при помощи резиновых амортизаторов 4 на платформу 5. В держателе имеется сквозное отверстие, предназначенное для сглаживания пульсаций воздуха над верхней открытой поверхностью МЖ-столбика. Ударный механизм 6 выводит столбик МЖ из положения равновесия. Кольцевой

поджатием. Падающее тело (сплошной цилиндр) изготовлено из мягкой стали. Столкновение с шариком, размещенным в гнезде держателя, происходит в режиме неупругого удара.

Таблица 1

образец	$\rho, \text{кг/м}^3$	$\varphi, \%$	$\varphi_M, \%$	$M_s, \text{кА/м}$	χ	$\eta_s, \text{Па}\cdot\text{с}$	$d_{\max}, \text{нм}$	$d_{\min}, \text{нм}$
МЖ-1	1630	19,1	13	63 ± 1	8,5	$11,6 \cdot 10^{-3}$	17	9,3
МЖ-4	1444	14,9	-	-	-	$8,3 \cdot 10^{-3}$	-	9,3
МЖ-5	1330	12,3	-	-	-	$3,8 \cdot 10^{-3}$	-	9,3
МЖ-6	1294	11,6	10,9	52 ± 1	6,25	$3,2 \cdot 10^{-3}$	16,6	9,3

В таблице 1 приведены основные физические параметры образцов МЖ, использованных в качестве инертного элемента колебательной системы, в том числе концентрация магнитной фазы φ_M , начальная восприимчивость χ , значения максимального и минимального диаметра частиц дисперсной фазы (без учета стабилизационной оболочки) d_{\max} , d_{\min} .

При наличии внутреннего трения в жидкости течение по трубе при малых скоростях происходит ламинарно в форме цилиндрических слоев, движущихся с различными скоростями в зависимости от расстояния до стенки. Пограничный со стенкой слой остается неподвижным, а осевой движется с максимальной скоростью. За счет трения между слоями, движущимися с различными скоростями при возвратно-поступательном течении жидкости по трубе, создаются дополнительные потери.

Диссипация упругой энергии за счет вязкости жидкости достаточно адекватно интерпретируется на основе понятия сдвиговой волны в жидкости, введенного для сравнительно простого случая Стоксом [8]. Если помещенная в жидкость бесконечная плоскость совершает гармонические колебания в направлении, параллельном самой плоскости, то вблизи плоской поверхности возникает квазиволновой процесс, описываемый функцией

$$\dot{U} = \dot{U}_0 e^{\alpha(z-h)} \cos [\omega t + \alpha(z-h)],$$

где h – расстояние от поверхности, отсчитываемое вдоль оси Z , перпендикулярной к плоскости, \dot{U}_0 – скорость смещения слоя жидкости на расстоянии h от поверхности. Скорость распространения c , коэффициент затухания α и длина сдвиговой волны λ выражаются формулами [8, 9]:

$$c = \sqrt{\frac{2\omega\eta}{\rho}}, \quad \alpha = \sqrt{\frac{\omega\rho}{2\eta}}, \quad \lambda = 2\pi\sqrt{\frac{2\eta}{\rho\omega}},$$

где ω – вязкость, ρ – плотность.

Направление колебаний частиц в рассматриваемой волне перпендикулярно направлению распространения. Вязкие волны затухают очень силь-

но. На расстоянии $(1/6,28) \cdot \lambda$ амплитуда уменьшается в e раз, т.е. “глубина проникновения” вязкой волны $U = \lambda/2\pi$.

Дадим вывод формулы (1), основываясь на методике, которую Релей использовал при расчете эффекта снижения скорости звуковой волны в вязкой жидкости, заполняющей “узкую” трубу [8].

$$\beta'' = \frac{2}{d} \sqrt{\frac{\pi\eta\nu}{\rho_{\text{ж}}}}, \quad (1)$$

где $\rho_{\text{ж}}$ – плотность жидкости, ν – частота колебаний.

При условии малости длины вязкой волны в сравнении с периметром трубы на единицу площади боковой поверхности капли жидкости, совершающей возвратно-поступательное колебательное движение в узкой трубе, действует сила

$$\sqrt{\frac{\omega\rho\eta}{2}} \left(\dot{U} + \frac{1}{\omega} \frac{\partial \dot{U}}{\partial t} \right) l\pi d,$$

где l – высота столбика МЖ, d – внутренний диаметр трубки.

Рэлеем отмечено, что данное выражение впервые было получено Гельмгольцем [8].

По 2-му закону Ньютона, капля, подпружиненная газовой полостью и упругостью пондеромоторного типа, движется в соответствии с дифференциальным уравнением:

$$\rho \frac{\pi d^2}{4} l \frac{d\dot{U}}{dt} + l\pi d \sqrt{\frac{\omega\eta\rho}{2}} \left(\dot{U} + \frac{1}{\omega} \frac{d\dot{U}}{dt} \right) = F_{\text{упр}},$$

где $F_{\text{упр}} = -(k_{\Gamma} + k_{\Pi})U$, k_{Γ} – упругость газовой полости, k_{Π} – упругость пондеромоторного типа.

После деления на массу капли получим

$$\frac{d\dot{U}}{dt} + \frac{4}{d} \sqrt{\frac{\pi\eta\nu}{\rho}} \left(\dot{U} + \frac{1}{2\pi\nu} \frac{d\dot{U}}{dt} \right) + \frac{k_{\Gamma} + k_{\Pi}}{\rho \frac{\pi d^2 l}{4}} U = 0.$$

Численные оценки показывают, что вторым слагаемым в скобках можно пренебречь, благодаря чему дифференциальное уравнение приобретает “стандартный” вид:

$$\frac{d^2 U}{dt^2} + 2\beta \frac{dU}{dt} + kU = 0, \quad \text{где } \beta = \frac{2}{d} \sqrt{\frac{\pi\eta\nu}{\rho}}.$$

Таким образом, модель Гельмгольца предсказывает возрастание коэффициента затухания с частотой.

Глубина проникновения вязкой волны в жидкость очень мала в силу очень сильного затухания ее в процессе распространения. Поэтому колебательное движение столбика жидкости в условиях эксперимента будет но-

силь “поршневой” характер. Течение жидкости сосредоточено в тонком пристеночном слое.

В обоснование сказанного выполним простой расчет. За нижнюю границу частотного диапазона в условиях опыта можно принять 20 Гц. Тогда длина вязкой волны составляет

$$\lambda = 2 \sqrt{\frac{\pi \eta}{\rho v}} = 2 \sqrt{\frac{\pi \cdot 8.1 \cdot 10^{-3}}{1.5 \cdot 10^3 \cdot 20}} \cong 1.8 \cdot 10^{-3} = 1.8 \text{ мм} ,$$

а “глубина проникновения” $\sigma \cong 0.3 \text{ мм}$

Учитывая важность “вязкого” механизма диссипации упругой энергии, простой вывод формулы для β_η может быть дан на основе выражения для диссипации энергии в единицу времени, отнесенной к единице площади колеблющейся плоскости, приведенном в книге [10]:

$$\Delta Q = -\frac{U_0^2}{2} \sqrt{\frac{\omega \rho \eta}{2}} .$$

Эта формула справедлива для высоких частот (“коротких” вязких волн). Значение диссипации энергии за 1 период на площади части трубы, заполненной жидкостью

$$\Delta Q_d = -\frac{U_0^2}{2} \sqrt{\frac{\omega \rho \eta}{2}} \cdot \frac{\pi d l}{v} ,$$

где ΔQ_d – энергия, рассеиваемая системой за 1 период.

Логарифмический декремент затухания δ [11]:

$$\delta = -0,5 \frac{\Delta Q_d}{\Delta Q_0} ,$$

где ΔQ_0 – полная механическая энергия колебательной системы, т.е.

$$\Delta Q_0 = \frac{m U_0^2}{2} .$$

Тогда

$$\beta_\eta = \delta \cdot v = \frac{2}{d} \cdot \sqrt{\frac{\pi \eta v}{\rho}} .$$

В модели Кирхгофа-Рэлея учтен не только эффект вязкости, но и одинаково важные эффекты, возникающие в результате выделения теплоты и ее передачи путем теплопроводности от газа к твердым стенкам трубы и обратно [8].

В результате адиабатного процесса сжатия и разряжения газа при периодическом смещении МЖ из положения равновесия происходит теплообмен между газовой полостью и стенками трубы. Благодаря невысокой теплопроводности газовой среды теплообмен, во-первых, происходит в сравнительно узкой пристеночной области, а во-вторых, запаздывает по отношению к колебаниям МЖ. Этот сдвиг по фазе и обуславливает дополнительное затухание колебаний в рассматриваемой системе.

В число предположений, принятых при решении данной задачи, входят следующие.

1. Воздух заключен внутри цилиндрической трубы круглого сечения, у основания которой размещен источник плоской волны с частотой ω ; движение симметрично относительно оси трубы.

2. На стенках изменение температуры отсутствует.

3. Коэффициент теплопроводности считается настолько малым, что слой газа, на который непосредственно действуют стенки трубы, представляет лишь незначительную долю всего заключенного в трубе газа.

Полученное решение, применимое к точкам, расположенным на конечном расстоянии от стенок, можно записать в виде

$$U = U_0 e^{-\alpha x} \sin(\omega t - k'x + \delta).$$

Т.е. при возбуждении колебаний в трубе, заполненной газом, в ней будет распространяться затухающая звуковая волна с коэффициентом затухания α' и волновым числом k' :

$$\alpha' = \frac{\sqrt{\omega\gamma'}}{\sqrt{2cr}}; \quad k' = \frac{\omega}{c} + \frac{\sqrt{\omega\gamma'}}{\sqrt{2 + cr}},$$

где r – расстояние от оси трубы,

$$\gamma' = \sqrt{\frac{\eta}{\rho}} + \left(\frac{a}{b} - \frac{b}{a}\right) \sqrt{\frac{\chi}{\rho C_p}}; \quad a = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho}}; \quad b = \sqrt{\frac{P_0}{\rho}}.$$

Здесь χ – коэффициент теплопроводности, C_p – удельная теплоемкость газа, a – скорость звука в воздухе, c – плотность воздуха. Если полностью исключить теплопроводность газа, т.е. $\chi = 0$, то

$$\alpha' = \frac{\sqrt{\pi\nu\eta}}{cr\sqrt{\rho}} = \frac{\sqrt{\pi\nu\eta}}{c\sqrt{\rho}r} = \frac{1}{cr} \sqrt{\frac{\pi\nu\eta}{\rho}}.$$

Учитывая соотношение $\beta = \alpha c/2\pi$, находим

$$\beta = \frac{1}{2\pi r} \sqrt{\frac{\pi\nu\eta}{\rho}}.$$

Выбор значения r ограничен лишь в том, что $r < d/2$.

Чтобы прийти к полученному ранее выражению для коэффициента затухания, обусловленного вязкостью, необходимо положить $r = d/4\pi$.

Заметим, что при заполнении трубы воздухом вибрации трубы возбуждают в нем на частотах эксперимента достаточно короткие вязкие волны. Так, при $\nu = 50$ Гц $\lambda' \cong 1,8$ мм. Таким образом, будут справедливы выводы теории, полученные для случая $\lambda' \ll \pi d$. Тогда

$$\alpha' = \frac{4\sqrt{\pi^3} \nu}{cd} \left[\sqrt{\frac{\eta}{\rho}} + \left(\sqrt{\gamma} - \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \right) \sqrt{\frac{\chi}{\rho C_p}} \right].$$

Согласно кинетической теории Максвелла,

$$\chi' = \frac{1}{3} \rho \bar{U} \lambda' C_V; \quad \eta = \frac{1}{3} \rho \bar{U} \lambda',$$

где λ' - средняя длина пробега молекулы.

Учитывая, что $C_V = \frac{i}{2} R$, а $C_V = \frac{C_V}{\mu}$, для двухатомного газа, к которому

относится и воздух, получим $\frac{\chi}{\eta} = \frac{5 R}{2 \mu}$, или $\chi = \frac{5 \eta R}{2 \mu}$,

где R – универсальная газовая постоянная, i – число степеней свободы.

Однако в молекулярной акустике используется несколько иное соотношение, установленное опытным путем (эмпирическое уравнение Эйкена) [9]:

$$\chi = C_V \eta \frac{1}{4} (9\gamma - 5).$$

Поэтому для коэффициента поглощения звука, учитывающего оба механизма диссипации энергии, можно записать:

$$\alpha = \alpha_\eta + \lambda_T = \frac{4\pi}{cd} \sqrt{\frac{\pi\eta v}{\rho}} \left[1 + \left(\sqrt{\gamma} - \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \right) \sqrt{\frac{9\gamma - 5}{4\gamma}} \right].$$

Соответственно для коэффициента затухания будем иметь

$$\beta' = \frac{2}{d} \sqrt{\frac{\pi\eta_\Gamma v}{\rho_\Gamma}} \left[1 + \left(\sqrt{\gamma} - \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \right) \sqrt{\frac{9\gamma - 5}{4\gamma}} \right]. \quad (2)$$

Применительно к рассматриваемой нами колебательной системе, в которой газ играет роль упругого элемента, в достаточно грубом приближении можно считать, что движение газа по отношению к стенкам отсутствует, а фактор теплообмена благодаря адиабатности процесса сжатие-разряжение функционирует, поэтому имеет смысл удержать в выражении (2) лишь тепловую компоненту:

$$\beta'_T = \frac{1}{d} \sqrt{\frac{\pi\eta_\Gamma v (9\gamma - 5)}{\rho_\Gamma \gamma}} \quad \text{или} \quad \beta'_T = \frac{2}{d} \sqrt{\frac{\pi v \chi}{\rho_\Gamma \gamma C_V}} = \frac{2}{d} \sqrt{\frac{\pi v \chi}{\rho_c C_p}}.$$

По-видимому, полученное значение β_T следует рассматривать как оценку “сверху”. Действительно, в рамках данного расчета было принято, что $r = d/4\pi$. Если же принять $r = d/2$, то $\beta''_T = \beta'/2\pi$.

В известных теоретических работах (см., например, [12-14]) рассматривается однонаправленное течение магнитного коллоида. При отсутствии агрегатов, магнитных цепей в МЖ течение в трубе в аксиальном поле представляет обычное пуазейлево течение с эффективной вязкостью: $\eta = \eta_0 + \eta_H$, где η_0 – вязкость жидкости-носителя, η_H – вращательная вязкость:

$$\eta_H = \frac{3}{2} \varphi \cdot \eta_0 \frac{\xi \cdot L^2}{\xi - L}, \quad (3)$$

где L – функция Ланжевена, ξ – параметр функции. Предельное значение вращательной вязкости получим при достижении магнитного насыщения, т.е. при $\xi \rightarrow \infty$, $L \rightarrow 1$: $\eta_H = 1,5 \varphi \cdot \eta_0$.

Если же поле перпендикулярно оси трубы, то в установившемся случае течение коллоида также является осесимметричным пуазейлевским, однако приращение вязкости $\Delta\eta$ составляет только половину от значения, которое имеет место в продольном поле: $\Delta\eta = \eta_H / 2$.

Отсутствие жесткой связи магнитного момента с частицей приводит к уменьшению магнитовязкого эффекта [12].

Таблица 2

№ опыта	ν , Гц	β_1 , c^{-1}	$\Delta\beta_1$, c^{-1}	β_2 , c^{-1}	λ , c^{-1}	$\langle \Delta\beta_1 \rangle$, c^{-1}	$\langle \Delta\beta_2 \rangle$, c^{-1}	$\langle \nu \rangle$, Гц
1	27,0	5,5	0	5,4	0,1	5,5	0,12	27,0
2	27,0	5,4	0,1	5,4	0,1			
3	27,4	6,1	0,6	5,5	0			
4	26,8	5,7	0,2	5,4	0,1			
5	27,0	5,5	0	5,5	0			

Возьмем за основу результаты эксперимента с коллоидом МЖ-6, приведенные в таблице 2: $\varphi = 11,6\%$, $\rho = 1294 \text{ кг/м}^3$, $\eta_0 = 3,2 \cdot 10^{-3} \text{ Па}\cdot\text{с}$, $\nu = 27 \text{ Гц}$, $\beta = 5,5 \text{ с}^{-1}$, $L = 0,8$, $\zeta = 5$, $h = 31 \text{ см}$. Тогда $\Delta\eta = 0,42 \cdot 10^{-3} \text{ Па}\cdot\text{с}$. В рамках оценочного расчета примем, что поле кольцевого магнита воздействует на часть столбика МЖ высотой $h \approx 3 \text{ см}$. Эффективное приращение вязкости получим, вводя “весовой” множитель $3/31 \sim 0,1$: $\Delta\eta_e = \Delta\eta \cdot 0,1 \approx 0,4 \cdot 10^{-4} \text{ Па}\cdot\text{с}$.

“Эффективный вязкостный” коэффициент затухания колебаний

$$\beta_{\eta r} = \frac{2}{d} \sqrt{\frac{\pi \cdot \nu \cdot (\eta + \Delta\eta_e)}{\rho}} = 2,27 \text{ с}^{-1}.$$

Приращение коэффициента затухания за счет вращательной вязкости

$$\beta_r \approx \beta_{\eta} \left(1 + \frac{\Delta\eta_e}{2\eta_0} \right) = 0,013 \cdot \beta_{\eta}.$$

Нет сомнения, что данный механизм функционирует, но его вклад в экспериментальный результат составляет порядка 0,5%.

В таблице 3 приведены результаты измерений коэффициента затухания колебаний в системы, в которой инертно-вязким элементом служит МЖ-1. Внутренний диаметр трубки $d = 1,36 \text{ см}$. При измерениях варьировалась высота столбика МЖ h , что и обеспечило изменение колебаний ν

[15, 16]. Поскольку наиболее вероятные механизмы диссипации энергии в изучаемой колебательной системе – вязкое течение и теплообмен – приводят к зависимости коэффициента затухания от частоты в виде $\beta = \gamma \cdot \sqrt{\nu}$, где $\gamma = \text{const}$, то в таблицу включена колонка с величиной $\beta/\sqrt{\nu}$. Кроме того, в таблице 3 приведены результаты расчета вклада основных механизмов диссипации в коэффициент затухания в абсолютном – и в относительном – $(\beta_{\eta} + \beta_{\tau})/\beta$ выражении.

Таблица 3

№	h, см	v, с ⁻¹	$\sqrt{\nu}$, Гц ^{0,5}	$\frac{\beta}{\sqrt{\nu}}$, с ⁻¹ · Гц ^{-0,5}	$\beta_{\eta} + \beta_{\tau}$, с ⁻¹	$\frac{\beta_{\eta} + \beta_{\tau}}{\beta}$
1	5	28,3	9,62	2,94	6,7+6,1 = 12,8	0,45
2	10,5	16,5	7,52	2,2	5,2+4,76 = 9,96	0,6
3	15	10,8	6,9	1,56	4,8+4,3 = 9,1	0,85
4	20	9,4	6,4	1,41	4,4+4 = 8,4	0,93
5	25	8,9	6,1	1,46	4,3+3,9 = 8,2	0,92
6	31,5	7,8	5,7	1,37	4+3,6 = 7,6	0,97

В таблице 4 представлены значения коэффициента затухания и другие параметры при различной высоте столбика жидкости h (инертно-вязкий элемент МЖ-5), d = 0,95 см; h_г = 0,5 см.

Таблица 4

№	h, см	v, с ⁻¹	n, Гц	$\sqrt{\nu}$, Гц ^{0,5}	$\frac{\beta}{\sqrt{\nu}}$, с ⁻¹ · Гц ^{-0,5}	$\beta_{\eta} + \beta_{\tau}$, с ⁻¹	$\frac{\beta_{\eta} + \beta_{\tau}}{\beta}$
1	5,5	15,7	94,5	9,72	1,62	6,1+6,1 = 12,2	0,78
2	10	17	75,5	8,7	1,95	5,5+5,5=11	0,65
3	15	13,7	55,6	7,46	1,84	4,5+4,7 = 9,2	0,67
4	20	13,8	49,2	7,01	1,97	4,4+4,4 = 8,8	0,64
5	25	9,3	47,6	6,9	1,35	4,34+4,36 = 8,7	0,94

В таблице 5 представлены значения коэффициента затухания и другие параметры колебательной системы при различной высоте столбика жидкости h (инертно-вязкий элемент МЖ-4), d = 1,36 см.

Таблица 5

№	h, см	v, с ⁻¹	h, Гц	$\sqrt{v}, \Gamma_{\text{ц}}^{0,5}$	$\frac{\beta}{\sqrt{v}}, \text{с}^{-1} \cdot \Gamma_{\text{ц}}^{-0,5}$	$\beta_{\eta} + \beta_{\tau}, \text{с}^{-1}$	$\frac{\beta_{\eta} + \beta_{\tau}}{\beta}$
1	7	18,6	70	8,37	2,2	5,23+5,29=10,5	0,56
2	13	12,5	50	7,07	1,8	4,35+4,47=8,82	0,71
3	17	8,9	43	6,56	1,36	4,1+4,15=8,25	0,93

В таблице 6 представлены коэффициент затухания β и другие параметры, характеризующие диссипацию энергии при различной высоте столбика жидкости h (инертно-вязкий элемент МЖ-6), $d = 0,95$ см, $h_g = 2,5$ см.

Таблица 6.

№	h, см	v, с ⁻¹	h, Гц	$\sqrt{v}, \Gamma_{\text{ц}}^{0,5}$	$\frac{\beta}{\sqrt{v}}, \text{с}^{-1} \cdot \Gamma_{\text{ц}}^{-0,5}$	$\beta_{\eta} + \beta_{\tau}, \text{с}^{-1}$	$\frac{\beta_{\eta} + \beta_{\tau}}{\beta}$
1	6	12	76,9	8,77	1,37	5,6+5,5 = 11,1	0,92
2	10	6,3	35,7	5,97	1,06	3,8+3,8=7,6	1,2
3	15	7,3	27,8	5,27	1,38	3,36+3,33 = 6,7	0,92
4	21	5,2	21,4	4,63	1,12	2,95+2,93 = 5,9	1,13
5	31	5	20,8	4,56	1,1	2,9+2,9 = 5,8	1,16

В таблице 7 проводится сравнение результатов теоретического расчета с опытными данными, полученными для МЖ-6, частично заполняющей трубку с $d = 1,36$ см, при “жесткой” стабилизации начальных условий.

Таблица 7

№	h, см	v, с ⁻¹	h, Гц	$\frac{\beta}{\sqrt{v}}, \text{с}^{-1} \cdot \Gamma_{\text{ц}}^{-0,5}$	$\beta_{\eta} + \beta_{\tau}, \text{с}^{-1}$	$\frac{\beta_{\eta} + \beta_{\tau}}{\beta}$
1	12	9,1	45,5	1,35	2,76+4,27=7,03	0,77
2	18	7,5	37,5	1,23	2,51+3,87=6,38	0,85
3	24	7,1	31,3	1,27	2,29+3,54=5,83	0,82
4	31	5,5	27,0	1,06	2,13+3,29=5,42	0,99

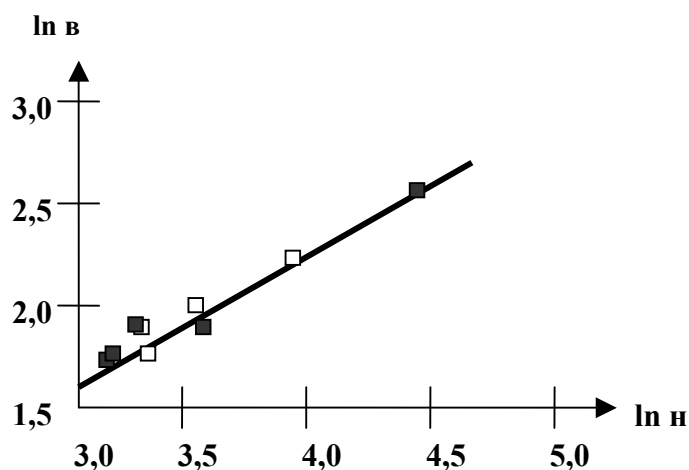


Рис. 2. Зависимость коэффициента затухания от частоты колебаний МЖ-столбика.

На рис. 2 результаты измерения v и n представлены в виде зависимости $\ln v$ от $\ln n$. Темными и светлыми квадратиками показаны результаты, полученные для МЖ-столбиков на основе МЖ-6 в трубках с диаметром 0,95 и 1,36. По наклону прямой получено, что в опыте с МЖ-столбиком $\beta \sim n^{0,6}$.

Анализ материала, представленного в статье, позволяет сделать следующие

выводы.

1. На основе известных теорий получены формулы для приближенной оценки вклада в значение коэффициента затухания наиболее вероятных механизмов диссипации упругой энергии: механизма вязких потерь, обусловленного течением вязкой жидкости относительно стенок трубы, и механизма тепловых потерь на границе газ-твердое тело.
2. Сравнение результатов оценочных расчетов с результатами измерений коэффициента затухания колебаний в исследованной системе, инертным элементом в которой служит магнитная жидкость типа магнетит в керосине с концентрацией 11ч16 %, частично заполняющая стеклянные трубки с внутренним диаметром 0,95 и 1,36 см, показывает, что затухание колебаний может быть вызвано механизмами вязких и тепловых потерь упругой энергии.
3. Характер частотной зависимости коэффициента затухания, предсказанный для МЖ-столбика теорией, качественно согласуется с опытными данными: коэффициент затухания возрастает с частотой в пропорции, близкой к $\beta \sim \sqrt{v}$.

Библиографический список

1. Экспериментальное исследование воздушно–магнитожидкостного резонатора / Г.В.Карпова, О.В.Лобова, В.М.Пауков, В.М.Полунин, Е.Б.Постников // Акустический журнал.– 2002.– Т. 48.– № 3.– С. 364 – 367.
2. Magnetic Fluids Sealants Resonance Properties / G.V.Karpova, O.V.Lobova, V.M.Polunin, E.B.Postnikov, E.K.Zubarev // Magnetohydrodynamics.– 2002.– V. 38.– №4.– P. 339–345.

3. Диссипация энергии в магнитожидкостном инертном элементе / Г.В. Карпова, В.М. Пауков, Е.К. Зубарев, В.М. Полуниин // Сб. науч. тр. 10-й юбилейной международной плесской конференции по магнитным жидкостям, сентябрь 2002.– Иваново: ИГЭУ, 2002.– С. 76–80.
4. Упругие свойства магнитожидкостных герметизаторов / Г.В. Карпова, Е.Б. Постников, Л.И. Рослякова и др.// Сб. тр. 11-ой сессии Российского акуст. общества. Т. 2.– М.: ГЕОС 2001.– С. 203 – 207.
5. О резонансных колебаниях магнитожидкостного герметизатора/ Г.В.Карпова, О.В.Лобова, В.М.Полуниин, Л.И.Рослякова // Известия Курск. гос. тех. ун-та. 2002.– №1(8).– С. 63–71.
6. О.В. Лобова Исследование физического механизма формирования упругих свойств магнитожидкостных наполнителей межполюсных зазоров./ Дисс. канд. физ.-мат. наук. Курск: 2001.– 191 с.
7. Карпова Г.В. Исследование диссипации энергии в колебательной системе с магнитожидкостным инертно-вязким элементом. Дисс. канд. физ.-мат.– Курск, 2003.– 161 с.
8. Рэлей. Теория звука. Т.2.– М.: ГИТТЛ, 1955.– 475 с.
9. Михайлов И.Г., Соловьёв В.А., Сырников Ю.П Основы молекулярной акустики. М.: Наука, 1964.– 514 с.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 6.: Гидродинамика.– М.: Наука, 1988.– 736 с
11. Лепендин Л.Ф. Акустика.– М.: Высш. шк., 1978.– 447 с.
12. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости.– Рига: Зинатне, 1989.– 386 с.
13. Налетова В.А., Шкель Ю.М. Исследование течения магнитной жидкости в трубе с учетом анизотропии жидкости в магнитном поле // Магнитная гидродинамика.– 1987, №4.– С. 51–57.
14. Sudon K., Tomita Y., Jamane R., Ishibashi I., Otowa H. Ferromagnetic fluid flow through a circular channel. – Bull. ISME, 1983.– V. 26.– №222.– P. 2100–2128.
15. Результаты экспериментального исследования магнитоупругих свойств магнитной жидкости/ С.Ю. Багликов, А.В. Карелин, Г.В. Карпова, В.В. Коварда, В.М. Полуниин, М.В. Чистяков// Сб. тр. 13-ой сессии Российского акуст. общества. Т. 1.– М.: ГЕОС 2003.– С. 193 – 196.
16. Упругие свойства магнитожидкостной мембраны/ Г.В.Карпова, В.В.Коварда, В.М.Полуниин // Известия Курск. гос. тех. ун-т. 2003.– №2(11). С. 29–34.