

УДК 534.26

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ МАГНИТОЖИДКОСТНОЙ МЕМБРАНЫ

© 2005 г. Ю. Ю. Каменева, Г. В. Карпова, В. В. Коварда,
О. В. Лобова, В. М. Полунин

Курский государственный технический университет

305040, Курск, ул. 50 лет Октября 94

E-mail: Polunin_VM@hotmail.ru

Поступила в редакцию 05.04.04 г.

В статье представлены результаты экспериментального изучения влияния параметров магнитной жидкости и условий возбуждения колебаний на упругие, электродинамические и кинетические свойства разрывной магнитожидкостной мембраны. Обсуждается механизм возбуждения звука в воздушном резонаторе при захлопывании отверстия в магнитожидкостной перемычке.

ВВЕДЕНИЕ

Возможность использования магнитных жидкостей (МЖ) в качестве источника ультразвуковых колебаний изучалась в работах [1–7]. В этих работах МЖ рассматривалась как сплошная сжимаемая среда, характеризующаяся сильной магнитной восприимчивостью. Сравнительно недавно появились сообщения [8–11], в которых описывались колебательные системы с управляемыми магнитожидкостными вставками. В частности, в работах [9–11] исследуется колебательная система с магнитожидкостным инертным элементом, подпружиненным изолированной газовой полостью и упругостью пондеромоторного типа. Такую систему можно рассматривать как магнитожидкостную мембрану (МЖМ).

МЖМ представляет собой каплю магнитного коллоида, перекрывающую сечение стеклянной трубки благодаря стабилизирующему действию неоднородного магнитного поля коаксиально расположенного кольцевого магнита [12]. При наличии в трубке доньшка магнитожидкостная перемычка изолирует находящуюся под ней воздушную полость. В данном случае МЖ функционирует как несжимаемая среда, и существенными становятся такие ее свойства: магнитоуправляемость свободной поверхности, текучесть, инертность [12, 13]. В отличие от “обычных” жидкостных пленок, МЖМ обладает способностью к самовосстановлению. Разрыв-восстановление магнитожидкостной перемычки сопровождается генерированием затухающих акустического и электромагнитного импульсов [10, 11].

Исследование физических свойств МЖМ отвечает интересам как теоретического, так и практического характера. В частности, заслуживает внимания идея использования МЖМ в качестве клапана, предназначенного для дозированной подачи газа в реактор с соответствующей сигнали-

зацией в виде акустических и электромагнитных импульсов, что могло бы найти применение в некоторых химических, физико-биологических и фармацевтических технологиях.

В настоящей статье представлены результаты экспериментального изучения влияния параметров МЖ и условий возбуждения колебаний на упругие (коэффициенты пондеромоторной и газовой упругости, частота колебаний, критический перепад давления), электродинамические (начальная амплитуда генерируемого электромагнитного импульса, динамический диапазон, чувствительность) и кинетические (скорость газового потока в отверстии перемычки, “время жизни” отверстия, смещение перемычки, масса пропускаемой порции газа) свойства МЖМ. Обсуждается механизм возбуждения звука в воздушном резонаторе при захлопывании отверстия в магнитожидкостной перемычке.

УПРУГИЕ И ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Поскольку упругость МЖМ пондеромоторного происхождения существенно зависит от величины и степени неоднородности магнитного поля [12, 14], нами проведено экспериментальное и теоретическое исследование магнитного поля использованного кольцевого магнита.

На рис. 1 тонкой линией аппроксимированы результаты измерения напряженности магнитного поля вдоль оси при помощи тесломера холловского типа. По оси абсцисс отложено расстояние от центра, выраженное в единицах полутолщины кольцевого магнита.

Теоретический анализ магнитного поля проведен на основе модели, согласно которой кольцевой магнит намагничен с постоянной по объему намагниченностью M , направленной вдоль его

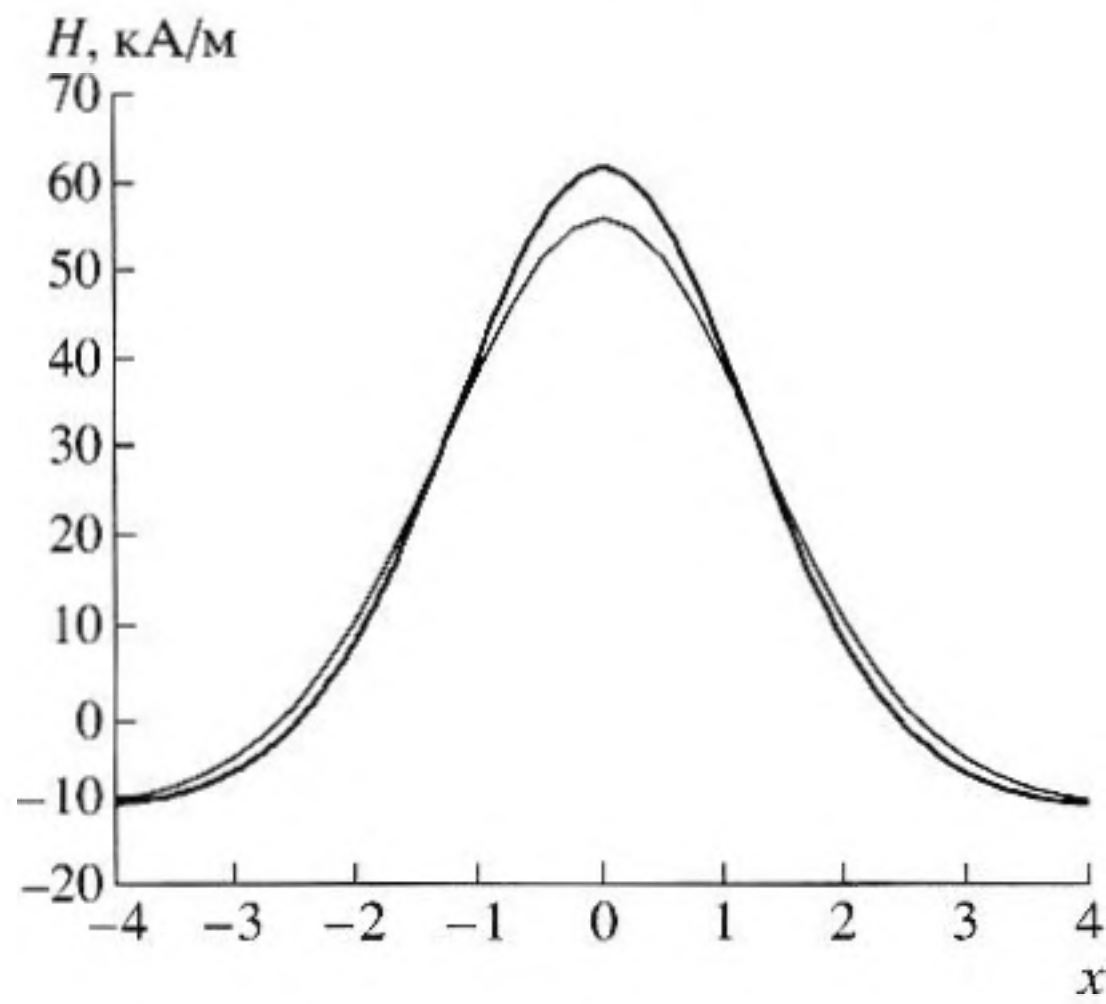


Рис. 1. График зависимости напряженности поля магнита от координаты точки на оси.

оси. Тогда компоненты индукции магнитного поля определяются формулой $\mathbf{B} = -\text{grad}\psi$, где скалярный потенциал имеет вид:

$$\psi = -\frac{M}{2\pi} \left(\int_{R_1}^{R_2} K(k_1) \frac{k_1 q}{\sqrt{qr}} dq - \int_{R_1}^{R_2} K(k_2) \frac{k_2 q}{\sqrt{qr}} dq \right).$$

Здесь $k_1 = 2\sqrt{qr/((q+r)^2 + (z-l)^2)}$, $k_2 = 2\sqrt{qr/((q+r)^2 + (z+l)^2)}$, R_1, R_2 – внутренний и внешний радиусы магнита, l – его полутолщина, а $K(k)$ – эллиптический интеграл первого рода.

Величина намагниченности определялась по измеренному в центре магнита значению индукции магнитного поля. Внешний и внутренний радиусы магнита, отнесенные также к его полутолщине, составляют соответственно 5.78 и 2.19.

Жирной линией на рис. 1 показано среднее по сечению трубки значение H_z , полученное в рамках данной модели. Различие между усредненными данными и результатами измерений вдоль оси не превышает 8.5%.

На рис. 2а и б показаны изолинии соответственно осевой H_z и радиальной H_r составляющих магнитного поля. Пунктиром выделен контур магнитожидкостной перемычки, сплошной горизонтальной линией ограничена область магнитного поля, заключенная внутри трубки.

Полученные данные позволяют сделать следующие выводы: магнитное поле в границах контура капли преимущественно направлено вдоль оси кольцевого магнита, т.е. преобладающей является осевая составляющая поля H_z ; поле по сечению трубки приближенно можно считать однородным, градиент напряженности имеет преимущественно осевую составляющую $G = \partial H_z / \partial z$;

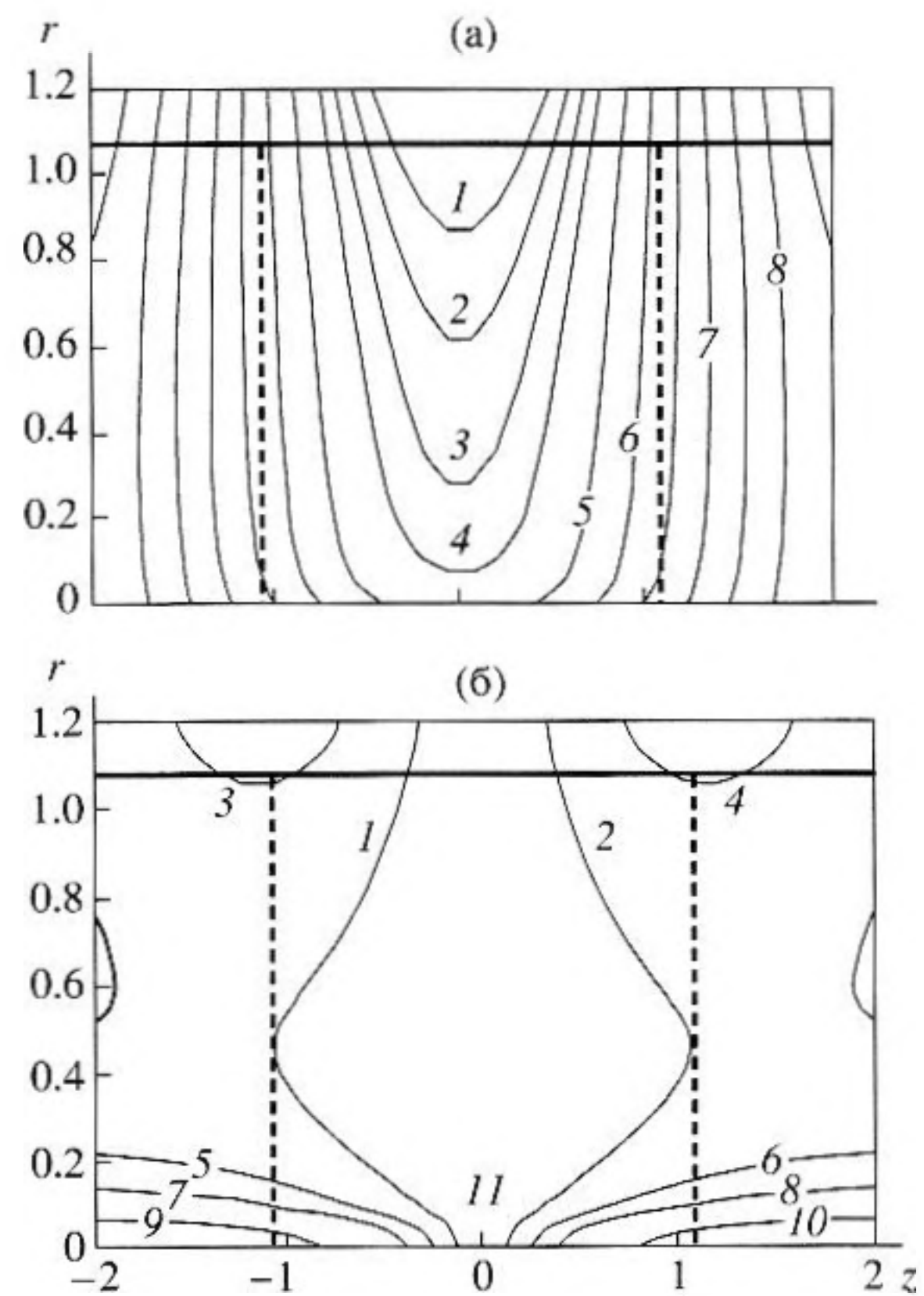


Рис. 2. а) изолинии осевой проекции индукции магнитного поля: 1 – 90, 2 – 86, 3 – 81, 4 – 77, 5 – 68, 6 – 60, 7 – 42, 8 – 25 (мТл); б) изолинии радиальной проекции индукции магнитного поля: 1 – -3; 2 – 3; 3 – -7, 4 – 7, 5 – -7, 6 – 7, 7 – -10, 8 – 10, 9 – -23, 10 – 23; 11 – 0 (мТл).

в радиальном направлении наблюдается небольшой рост H_z ; радиальная составляющая поля H_r отсутствует в плоскости $z = 0$ и имеет тенденцию к возрастанию в окрестности оси. Наличие относительно небольшой радиальной составляющей магнитного поля в окрестности оси и относительно незначительного радиального градиента осевой составляющей способствует перетеканию жидкости в область максимального поля, вследствие чего свободная поверхность перемычки приобретает форму двояковогнутой линзы [9, 10]. В центре по обе стороны перемычки имеются небольшие пики, обусловленные неустойчивостью поверхности МЖ в поперечном поле при превышении определенного порогового значения напряженности [15, 16]. По нашим оценкам, приходящийся на пики объем составляет менее 0.5% от объема перемычки [10].

Выражение для коэффициента пондеромоторной упругости в работах [9, 10] получено для модели, в которой магнитное поле симметрично относительно поверхности максимальной напряженности, а положение равновесия магнитожидкостной перемычки совпадает с этой поверхностью. Однако в более общем случае магнитное поле может

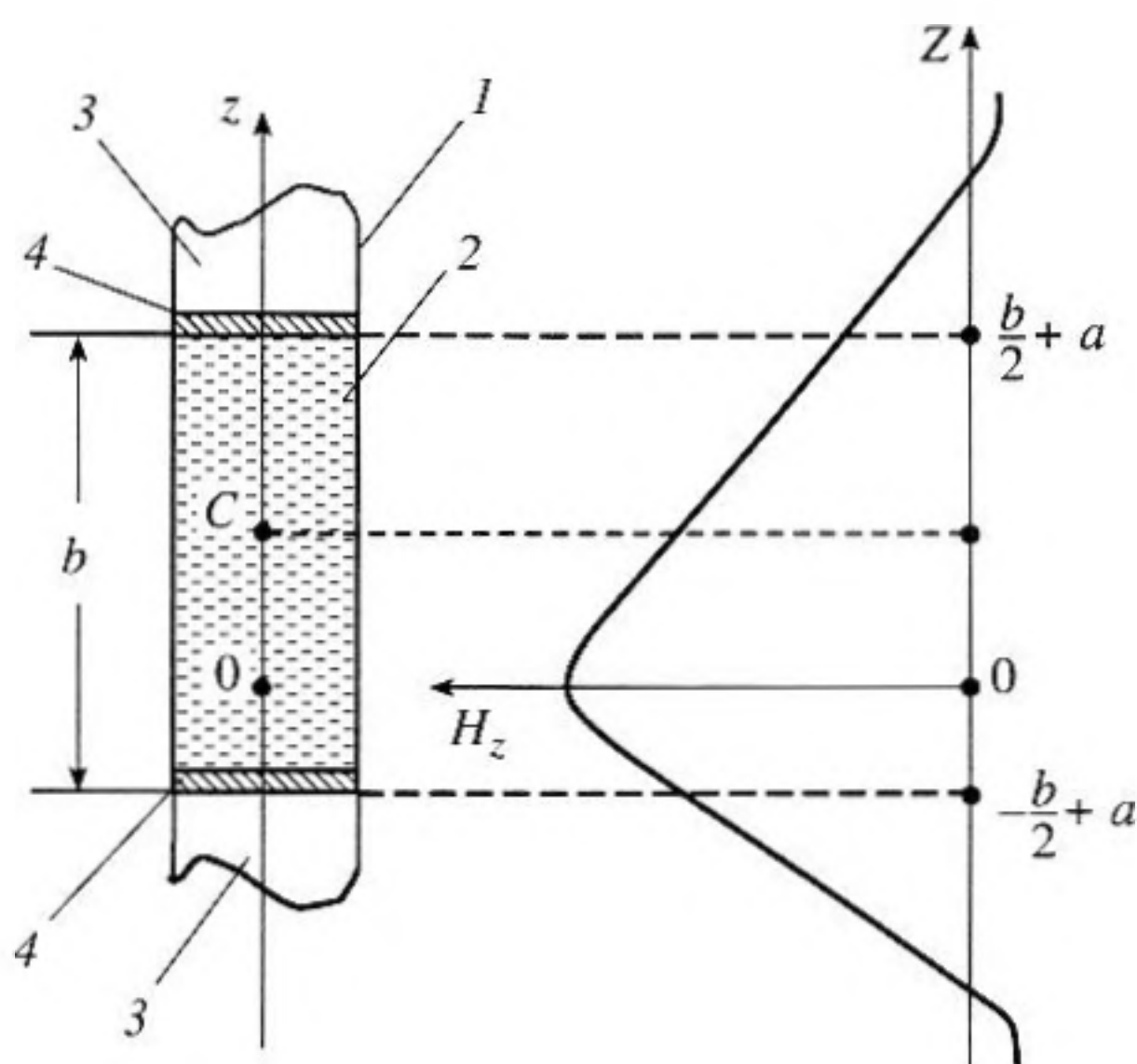


Рис. 3. Расчетная схема.

быть несимметричным, а центр масс перемычки вытеснен из области максимального поля. Такая ситуация, например, имеет место в магнитоэластичных уплотнениях при определенной конфигурации полюсов и наличии перепада давления [17].

Приближение “слабомагнитной” среды, принятое в [9–11], и отмеченные особенности геометрии магнитного поля в зоне расположения перемычки могут быть использованы для расчета коэффициента пондеромоторной упругости в интересующем нас случае по следующей простой схеме (рис. 3).

Внутри трубы 1 с поперечным сечением S находится магнитоэластичная перемычка 2, имеющая высоту b . За счет перепада давления в газовых полостях 3 центр масс перемычки перемещается в точку с координатой $z = a$.

Малое смещение центра масс на δz приведет к приращению объема перемычки в точке с координатой $z = \frac{b}{2} + a$ на $S\delta z$ и к уменьшению ее объема

на такую же величину в точке $z = -\frac{b}{2} + a$. По-

явление (исчезновение) в окрестности верхней и нижней открытой поверхности МЖ-капли “виртуального” магнитоэластичного диска 4 обуславливает возмущение пондеромоторной силы:

$$\delta f_1 = \mu_0 S \left(M_z \frac{\partial H_z}{\partial z} \right)_{z = \frac{b}{2} + a} \delta z - \mu_0 S \left(M_z \frac{\partial H_z}{\partial z} \right)_{z = -\frac{b}{2} + a} \delta z. \quad (1)$$

Кроме того, на верхней и нижней открытой поверхности перемычки нормальная составляющая магнитного поля претерпевает разрыв, что вызывает появление силы магнитного давления. Возмущение этой силы можно представить в виде [12]:

$$\delta f_2 = -\mu_0 S \left[\left(M_z \frac{\partial M_z}{\partial z} \right)_{z = -\frac{b}{2} + a} - \left(M_z \frac{\partial M_z}{\partial z} \right)_{z = \frac{b}{2} + a} \right] \delta z$$

или, принимая $M_z = \chi H_z$, где χ – локальная магнитная восприимчивость:

$$\delta f_2 = -\mu_0 S \left[\left(\chi M_z \frac{\partial H_z}{\partial z} \right)_{z = -\frac{b}{2} + a} - \left(\chi M_z \frac{\partial H_z}{\partial z} \right)_{z = \frac{b}{2} + a} \right] \delta z. \quad (2)$$

С учетом (1) и (2) формула для возвращающей силы пондеромоторного типа запишется в виде:

$$\delta f_p = \mu_0 S \left\{ \left[(1 + \chi) M_z \frac{\partial H_z}{\partial z} \right]_{z = \frac{b}{2} + a} - \left[(1 + \chi) M_z \frac{\partial H_z}{\partial z} \right]_{z = -\frac{b}{2} + a} \right\} \delta z.$$

Коэффициент упругости колебательной системы k представляет собой сумму коэффициентов упругости пондеромоторного типа $k_p \equiv \delta f_p / \delta z$ и газовой полости k_g [11]:

$$k = \rho_g c^2 \frac{S^2}{V_0} + \mu_0 S \left\{ \left[(1 + \chi) M_z \frac{\partial H_z}{\partial z} \right]_{z = -\frac{b}{2} + a} - \left[(1 + \chi) M_z \frac{\partial H_z}{\partial z} \right]_{z = \frac{b}{2} + a} \right\}, \quad (3)$$

где ρ_g и c – плотность газа и скорость звука в нем, V_0 – объем изолированной газовой полости. При этом частота колебаний системы ν вычисляется по формуле

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho_g c^2 S}{\rho b V_0} + \frac{\mu_0}{\rho b} \left\{ \left[(1 + \chi) M_z \frac{\partial H_z}{\partial z} \right]_{z = -\frac{b}{2} + a} - \left[(1 + \chi) M_z \frac{\partial H_z}{\partial z} \right]_{z = \frac{b}{2} + a} \right\}}, \quad (4)$$

где ρ – плотность МЖ.

Таблица 1

Образец	ρ , кг/м ³	η_s , Па с	M_s , кА/м	χ
МЖ-1	1294	3.2×10^{-3}	52 ± 1	6.2
МЖ-2	1499	8.1×10^{-3}	60 ± 1	7.5
МЖ-3	1424	—	43 ± 1	5.0

При условии симметрии магнитного поля относительно плоскости $z = 0$ и $a = 0$ выражение для k_p приводится к виду [9, 10]

$$k_p = 2\mu_0 S M_z \left(\frac{\partial H_z}{\partial z} + \chi \frac{\partial H_z}{\partial z} \right)_{z = \frac{b}{2}} \quad (5)$$

В методическом отношении одним из наиболее важных вопросов является наличие линейной зависимости ЭДС, индуцируемой в расположенной внутри кольцевого магнита катушке индуктивности, от смещения центра магнитожидкостной перемычки относительно положения равновесия, т.е. установление границ динамического диапазона. Для нахождения указанной зависимости поставлен эксперимент с МЖМ, устройство которой описано в [11]. В нем магнитожидкостная перемычка перекрывает сечение трубки, являющейся горлышком стеклянной колбы объемом 0.5 л. Внутренний диаметр горлышка 16.5 мм.

При подъеме колбы на высоту Δz над подставкой и фиксации ее в этом положении легким поджатием перемычка смещается относительно положения равновесия на δz , причем

$$\delta z = \frac{k_g}{k_g + k_p} \Delta z.$$

При резком возвращении колбы в исходное положение в силу инертности перемычка оказывается смещенной относительно положения равновесия на δz , что и предопределяет развитие колебательного процесса. В момент прохождения перемычкой положения равновесия достигается максимальное значение ЭДС — ϵ_m . Резкое перемещение колбы происходит под воздействием удара при падении тела массой 125 г. Индуцируемый сигнал подается на вход осциллографа, работающего в режиме внешней синхронизации. Изображение осциллограммы снимается цифровой видеокамерой и поступает в компьютер для последующей обработки и анализа при помощи

программы Corel Draw. Использование описанной методики получения и обработки результатов измерений частоты колебаний обеспечивает доверительный интервал 5% при доверительной вероятности 0.95.

Нами использовались применяемые в машиностроении МЖ, представляющие собой коллоидный раствор однодоменных частиц магнетита Fe_3O_4 в керосине (МЖ-1 и МЖ-2) и в кремнийорганике (МЖ-3) [17]. Физические параметры магнитных коллоидов приведены в табл. 1.

Обозначения: ρ — плотность МЖ, χ — начальная магнитная восприимчивость, η_s — статическая сдвиговая вязкость коллоида. Перечисленные параметры определялись по стандартным методикам [12, 17].

Заливка жидкости в горлышко колбы для образования магнитожидкостной перемычки осуществляется при помощи шприца, масса которого с порцией МЖ взвешивается на аналитических весах до и после заливки.

В результате выполненных измерений установлены:

— динамический диапазон для МЖМ (при $T = 24 \pm 0.5^\circ C$ зависимость $\epsilon_m(\Delta z)$ для МЖМ на основе МЖ-1 и МЖ-2 аппроксимируется отрезком прямой в пределах соответственно 0–4.5 мм и 0–3.5 мм при величине достоверности аппроксимации 0.99 и 0.98);

— значение чувствительности (к смещению) устройства β , определяемое как тангенс угла наклона аппроксимированной прямой;

— ϵ_{m0} — значение амплитуды первого колебания при $\Delta z = 0$, являющегося следствием продавливания колбой демпфирующей байковой прокладки и возбуждения упругих колебаний стенок колбы в момент удара.

В табл. 2 представлены значения β и ϵ_{m0} , полученные из опытов с различной высотой падения груза h' .

При замене в МЖМ более концентрированного коллоида МЖ-2 на МЖ-1 параметр β увеличивается почти в 2 раза. Можно предположить, что указанный результат обусловлен отрицательной ролью сил вязкого трения, за счет которых уменьшается амплитуда первоначального смещения перемычки из положения равновесия в момент нанесения удара. Небольшое увеличение β с высотой падения груза h' , характерное в большей

Таблица 2

Коллоид	h' , мм	β , мВ/мм	ϵ_{m0} , мВ	Коллоид	h' , мм	β , мВ/мм	ϵ_{m0} , мВ
МЖ-1	9.0	4.6	0.5	МЖ-2	10.8	2.5	0.7
	14.6	4.9	0.5		20.3	2.6	0.5
	19.4	5.3	0.5				

мере для перемишки из МЖ-1, по-видимому, вызвано проявлением инертных свойств перемишки. Существенное увеличение β будет получено при условии $k_g \gg k_p$, что может быть достигнуто в результате уменьшения объема изолированной газовой полости V_0 .

Расчет частоты колебаний магнитожидкостной перемишки находится в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными [9, 10]. В настоящей работе выполнен прямой эксперимент по определению параметра k_p на основе метода "присоединенной полости", сущность которого состоит в следующем. Последовательно производятся измерения частоты колебаний при открытой с одного конца трубке v_1 и закрытой с обоих концов трубке v_2 . При открытой с одного конца трубке магнитожидкостная перемишка подпружинена упругостью изолированной газовой полости и упругостью пондеромоторного типа. В случае закрытой с обоих концов трубки к указанным двум упругостям добавляется упругость присоединенной газовой полости. Коэффициент k_p рассчитывается по формуле

$$k_p = \frac{\pi^2 \rho_g c^2 d^4}{16 V_{ac}} \left[\frac{1}{n^2 - 1} - \frac{V_{ac}}{V_0} \right],$$

где V_{ac} – объем присоединенной полости, $n \equiv v_2/v_1$.

Сравним результаты расчета k_p по формуле (5) ($(k_p)_{теор}$) и полученные экспериментально на основе описанной методики ($(k_p)_{эксп}$). В опытах магнитожидкостная перемишка размещается в цилиндрическом горлышке стеклянной колбы. Для образования присоединенной полости применяется герметично притертая пробка. По результатам предварительных измерений полевой зависимости намагниченности магнитных коллоидов получены данные, необходимые при расчете $(k_p)_{теор}$.

Для перемишки на основе МЖ-1 получено: $b = 1.68$ см, $M = 34.5$ кА/м, $G = 4.6 \times 10^6$ А/м², $\chi = 0.25$ и $(k_p)_{теор} = 100$ Н/м. По результатам измерений на основе метода присоединенной полости получено: $h_{ac} = 4.64$ см, $v_1 = 24$ Гц, $v_2 = 68$ Гц и $(k_p)_{эксп} = 98$ Н/м.

Для перемишки на основе МЖ-2: $b = 2$ см, $M = 42$ кА/м, $G = 4.6 \times 10^6$ А/м², $\chi = 0.4$, $h_{ac} = 6.3$ см; $n = 1.9$, $(k_p)_{теор} = 136$ Н/м, $(k_p)_{эксп} = 137$ Н/м.

Учитывая оценочный характер модельных расчетов, а также погрешности принятой методики измерений, можно было бы ожидать расхождение между $(k_p)_{теор}$ и $(k_p)_{эксп}$ порядка десяти процентов. По-видимому, в данном случае хорошее соответствие расчетного и измеренного значений k_p отчасти связано с взаимной компенсацией погрешностей определения отдельных параметров.

Модельная теория позволяет прогнозировать качественный ход зависимости упругости и частоты колебаний магнитожидкостной перемишки

от величины смещения ее положения равновесия. Так, из формул (3), (4) следует, что смещение перемишки в силу симметрии магнитного поля кольцевого магнита относительно плоскости $z = 0$ (рис. 1) не должно привести к существенному изменению магнитной упругости и частоты колебаний. Однако, по мере приближения свободной поверхности перемишки к плоскости максимального поля $\partial H_z / \partial z \rightarrow 0$, соответственно убывают значения k_p и v . Такое положение перемишки магнитожидкостного уплотнения является критическим [12, 17], поскольку дальнейшее повышение перепада давления приводит к ее разрыву.

Экспериментальная проверка указанных выводов модельной теории проводилась на коллоидах: МЖ-1 и МЖ-2. МЖ перекрывает сечение горлышка колбы. Применение колбы, имеющей значительный объем, в устройстве МЖМ в данном опыте позволяет получить существенное превосходство упругости пондеромоторного типа над упругостью газовой полости. Смещение положения равновесия перемишки достигается подъемом кольцевого магнита, жестко связанного с кинематическим узлом катетометра, на высоту Δz , фиксируемую с точностью 0.01 мм. Возбуждение колебаний осуществляется механическим толчком в вертикальном направлении.

В результате было установлено:

– при $\Delta z \leq 30$ мм зависимость $v(\Delta z)$ для обоих коллоидов имеет практически одинаковый вид отрезка прямой, параллельной оси абсцисс (прогноз модельной теории в этой части опыта подтверждается);

– в обоих случаях за несколько интервалов перемещения кольцевого магнита по 0.5 мм до разрыва перемишки колебания приобретают сильно выраженные нелинейные свойства: осциллограммы затухающих колебаний сначала приобретают "пилообразную" форму, затем просматривается появление второй гармоники, наконец, наблюдается удваивание частоты колебаний.

Таким образом, вывод модельной теории по поводу резкого уменьшения частоты колебаний в окрестности критического положения магнитожидкостной перемишки в наших опытах не удалось подтвердить или опровергнуть по причине сильно выраженной нелинейности колебательного процесса. В этой связи модельная теория, основанная на применимости закона Гука, должна быть доработана с учетом фактической нелинейности выражения для возвращающей силы в окрестности разрыва перемишки.

КИНЕТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Рассмотрим результаты измерений критического перепада давления P_k , обеспечивающего разрыв МЖ-перемишки. Для создания МЖМ в

данном случае применялась стеклянная трубка с плоским доньшком, имеющая длину 350 мм и внутренний диаметр 13.5 мм. Чтобы устранить реактивное колебательное движение трубки, она жестко фиксировалась в массивной латунной оправе. В части опытов образование перемычки осуществлялось методом "самозахвата" порции МЖ кольцевым магнитом, вводимым через доньшко трубки, содержащей коллоид, и поднятым на некоторую высоту h_0 над уровнем жидкости. Перепад давления в изолированной газовой полости достигается за счет перемещения кольцевого магнита вдоль трубки, фиксируемого с точностью 0.01 мм.

На рис. 4а, б, в графически представлены результаты измерений h_k (h_k – расстояние между двумя последующими разрывами перемычки) в зависимости от высоты изолированного жидкостью воздушного столба h_0 соответственно для коллоидов МЖ-1, МЖ-2, МЖ-3. По-видимому, разброс значений h_k можно было бы уменьшить за счет введения дополнительных мер по вибро-, акусто- и термоизоляции МЖМ.

Путем усреднения по большому числу опытных данных (не менее 50 для МЖ-1, 150 для МЖ-2) в узком интервале перемещения магнитной головки от h_0 до $h_0 + \Delta h$ ($\Delta h \approx 1$ см) для нескольких различных значений высоты воздушного столба h_0 получено среднее значение \bar{h}_k и установлена закономерность возрастания \bar{h}_k по мере увеличения h_0 . Соответствующие данные приведены в табл. 3.

Разрывы МЖМ не наблюдаются при перемещении магнитной головки в обратном направлении в пределах участка определенной ширины 2Γ . Таким образом, Γ – расстояние между положениями начального равновесия и первого смещенного равновесия, отсчитываемое по катетометру. Для МЖ-1, МЖ-2 и МЖ-3 получено: $\Gamma_1 = 1.77$, $\Gamma_2 = 3.04$ и $\Gamma_3 = 4.53$ (мм).

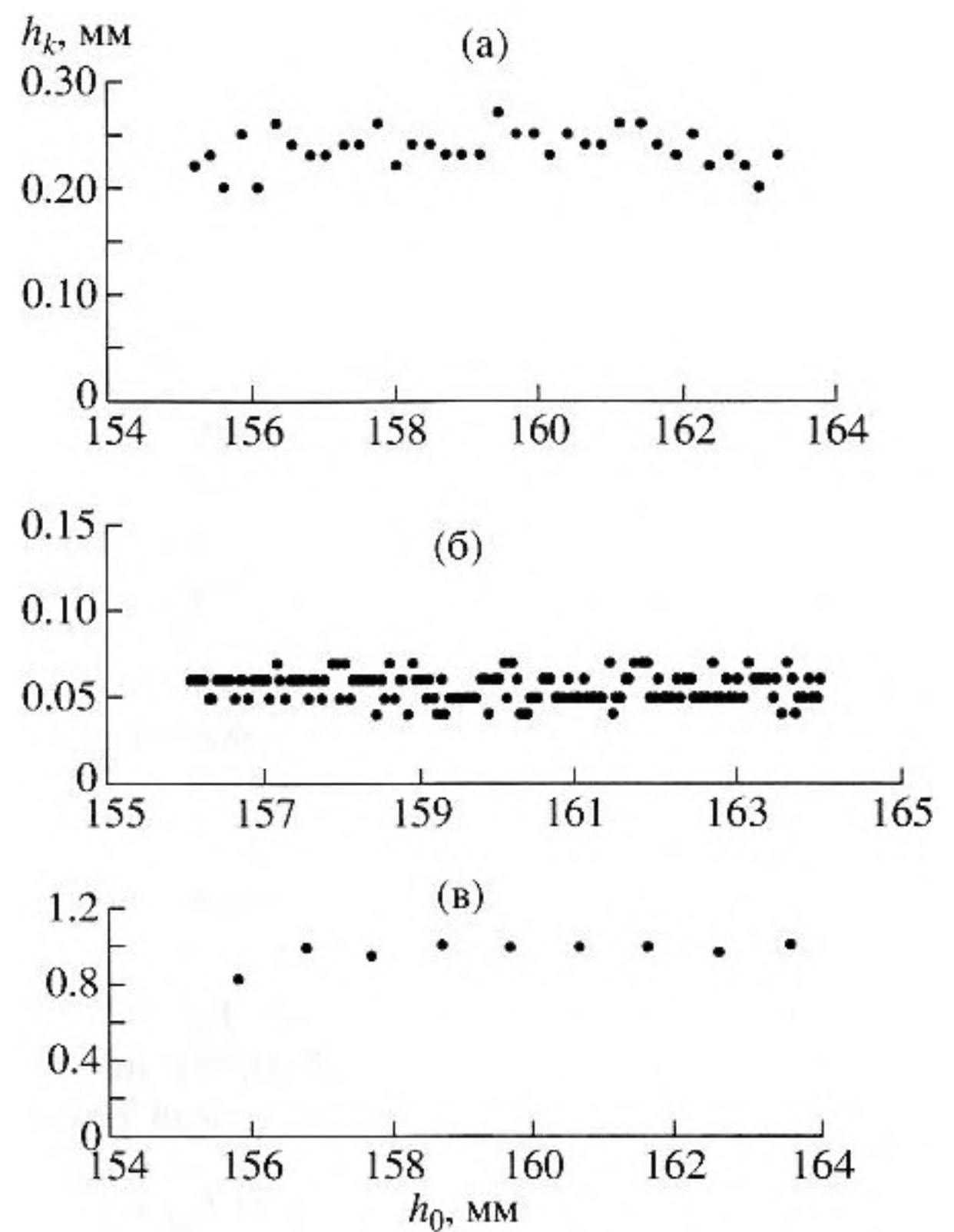


Рис. 4. Зависимость $h_k(h_0)$ для МЖМ на основе: а) МЖ-1; б) МЖ-2; в) МЖ-3.

На рис. 5 показан термодинамический процесс в координатах $P(z)$, в предположении "медленного" подъема магнитной головки вдоль трубки постоянного сечения.

На участках 1–2, 4–5, 7–8 происходит изотермическое расширение газовой полости (по гиперболе). Перемещение между двумя хлопками МЖМ, отсчитываемое по катетометру, h_k состоит из приращения высоты газовой полости h'_g и смещения перемычки h_d , которые находятся в со-

Таблица 3

	h_0 , мм	\bar{h}_k , мм	P_k , кПа	Δm , мг	ϵ_{m1} , мВ	k_g , Н/м	k_p , Н/м	h_d , мм	v_g , м/с	τ , мс
МЖ-1	161	0.24	0.078	0.042	6.6	135	145	0.12	17.5	2.40
	177	0.25	0.076	0.045	6.0	123	145	0.12	17.0	2.60
	194	0.26	0.075	0.045	6.0	112	145	0.11	16.5	2.70
	204	0.26	0.074	0.046	5.9	106	145	0.11	16.4	2.80
МЖ-2	90	0.06	0.027	0.010	4.8	242	166	0.04	27.2	0.36
	164	0.06	0.021	0.010	3.5	132	166	0.03	23.6	0.42
	181	0.05	0.016	0.009	3.0	120	166	0.02	22.8	0.40
МЖ-3	150	0.97	0.280	0.17	7.5	144	107	0.55	26.4	6.40
	161	0.96	0.260	0.17	7.3	135	107	0.54	25.7	6.50
	170	1.03	0.280	0.18	8.2	127	107	0.56	25.6	6.90
	181	1.05	0.270	0.19	6.8	120	107	0.56	25.1	7.30

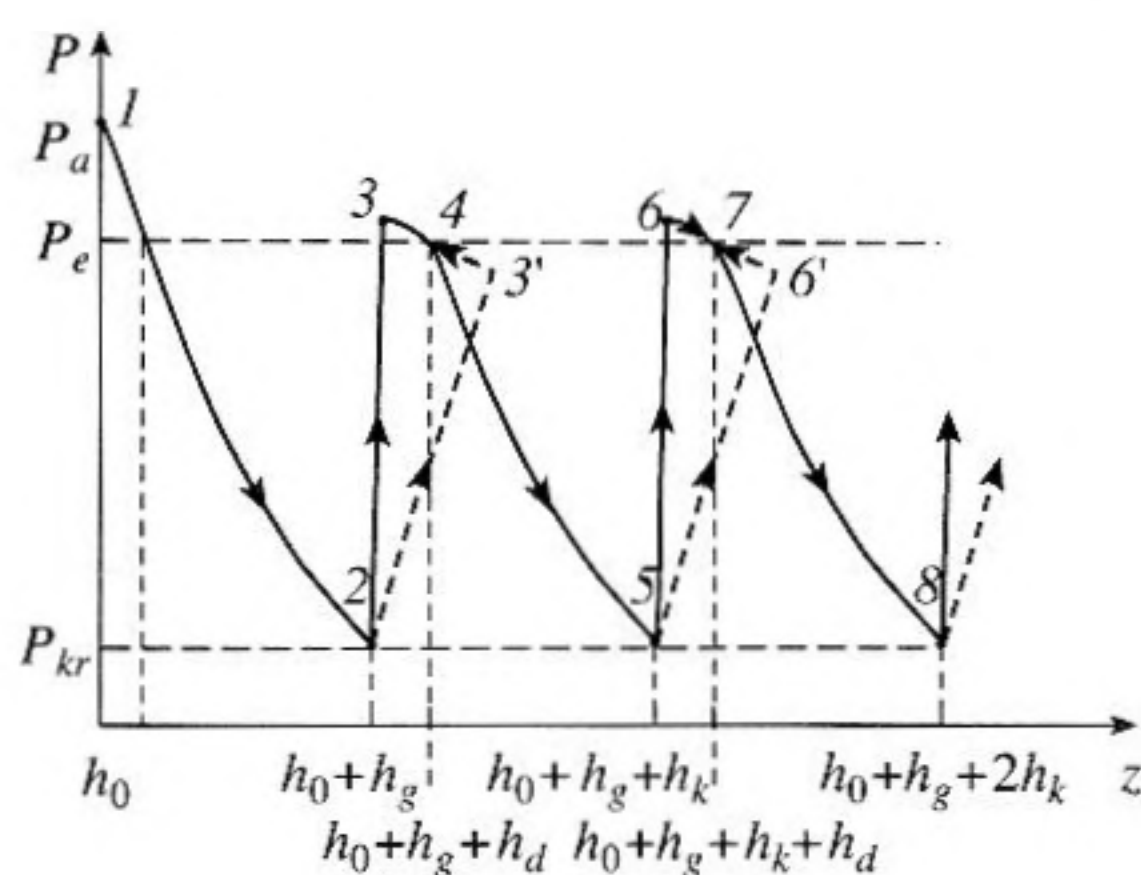


Рис. 5. Термодинамический процесс в газовой полости.

отношении $h'_g/h_d = k_p/k_g$. Вычисленные значения, k_p , k_g и h_d представлены в табл. 3.

Критический перепад давления $P_{k1} = P_a - P_{kr}$, обуславливающий разрыв мембраны при смещении ее из первоначального положения равновесия ($z = h_0$), получим из соотношения $P_{k1} = \frac{\gamma P_a \Gamma}{h_0 + \gamma \Gamma}$,

где $\gamma \equiv \frac{k_p}{k_p + k_g}$.

Для исследованных образцов МЖ-1, МЖ-2 и МЖ-3 значения P_{k1} соответственно равны: $P_{k1} = 0.57$ кПа, $P_{k1} = 1.04$ кПа и $P_{k1} = 1.24$ кПа.

В состояниях 2, 5, 8 нарушается сплошность перемычки в результате образования отверстия в ее центральной части. В отверстие под действием перепада давления устремляется воздух, благодаря чему происходит скачкообразное повышение давления. Перемычка на данном этапе процесса смещается в направлении положения равновесия, т.е. в направлении ∇H , что с одной стороны способствует некоторому возрастанию объема газовой полости, а с другой – созданию условий для захлопывания полости.

Изменение состояния газа в газовой полости за время существования отверстия (“время жизни” отверстия τ) может развиваться по одному из двух вариантов перехода в новое состояние с равновесным давлением P_e , каждый из которых обеспечивает возбуждение собственных колебаний МЖМ.

По первому варианту (переход 2–3; 5–6 и т.д.) перемещение перемычки незначительно в силу ее инертности и существования “жесткой привязки” процесса самовосстановления сплошности к топографии магнитного поля, а приращение давления в полости вызвано перекачкой воздуха через отверстие, протекающей по адиабатическому закону. Можно высказать также предположение,

что к моменту восстановления сплошности перемычки скорость газового потока становится максимальной, а давление на стенке отверстия минимальным.

По второму варианту (переход 2–3'; 5–6' и т.д. на рис. 5 показан пунктиром) перемычка за время τ проходит положение равновесия и к моменту захлопывания отверстия (точки 3' и 6') прекращает движение, после чего перемещается в направлении к положению равновесия. Такой вариант гипотетически возможен, если не существует “жесткой” привязки сплошности перемычки к топографии магнитного поля, процесс замедления перемещения и захлопывания перемычки, в основном, определяется газодинамическим эффектом возрастания силы сопротивления движению газового потока по мере увеличения его скорости.

По завершении затухающих колебаний и наступлении термодинамического равновесия газ в полости оказывается в состоянии, отмеченном на графике точками 4 и 7. При дальнейшем подъеме магнита разрыв перемычки происходит при меньшем приращении давления в газовой полости. Выражение для расчета критического перепада давления при последующих разрывах перемычки $P_k \equiv P_e - P_{kr}$ имеет вид

$$P_k = P_a \frac{h_0 \gamma h_k}{(h_0 + \gamma \Gamma - \gamma h_k)(h_0 + \gamma \Gamma + h_k)}$$

При $h_0 \gg \gamma(\Gamma - h_k)$ и $h_0 \gg \gamma \Gamma + h_k$ получим $P_k \equiv P_a \gamma h_k / h_0$. Результаты расчета параметра P_k , проведенного с использованием значения \bar{h}_k , представлены в табл. 3.

Эти данные подтверждают физически ожидаемый результат о независимости P_k от высоты h_0 изолированной газовой полости. Некоторое снижение величины P_k с высотой h_0 для МЖМ на основе коллоида МЖ-2 связано с сокращением массы перемычки за счет расхода ее по внутренней поверхности трубки, что зафиксировано визуальными наблюдениями.

МЖМ, приготовленная с использованием коллоида МЖ-1, характеризуемого меньшей концентрацией магнитной фазы и соответственно меньшими значениями параметров M_s и χ , чем другой коллоид с аналогичным носителем – МЖ-2, обладает, тем не менее, существенно более высоким значением критического перепада давления P_k (хотя для параметра P_{k1} имеет место обратное соотношение), что на первый взгляд представляется неожиданным. Физическая природа полученного результата обусловлена, по нашему мнению, более “жесткой привязкой” сплошности перемычки на основе МЖ с высоким значением χ к топографии магнитного поля. Восстановление ее сплошности происходит при меньшем смещении в направлении ∇H , в более короткий промежуток

времени и при относительно малой скорости перемещения.

Массу порции газа, пропускаемой МЖМ, в рамках предполагаемого термодинамического процесса (рис. 5) можно вычислить по формуле

$$\Delta m = \frac{\mu P_e \pi d^2 \bar{h}_k}{4RT},$$

где μ – молярная масса газа, R – универсальная газовая постоянная, T – абсолютная температура. Принимая для воздуха $\mu = 30$ кг/кмоль, $P_e \approx 10^5$ Па, $d = 13.6$ мм, $T = 298$ К, находим:

$$\Delta m = 1.76 \times 10^{-4} \bar{h}_k.$$

В табл. 3 представлены значения Δm для исследуемых МЖМ. Наименьшее значение $\Delta m_{\min} = 0.009$ мг принадлежит МЖМ на основе МЖ-2, наибольшее значение $\Delta m_{\max} = 0.17$ мг характеризует МЖМ на основе МЖ-3. Регулируя количество коллоида, вводимого в перемижку, можно несколько расширить диапазон значений Δm . Например, существенное уменьшение Δm происходит в результате сведения к минимальному количеству МЖ-2 в перемижке. В этом случае при отсутствии специальных мер по термостатированию, вибро- и акустоизоляции процесс разрыва-восстановления МЖ-перемижки становится неуправляемым.

Оценку скорости воздушного потока через отверстие v_g выполним на основе соотношения, связывающего перепад давления на отверстии ΔP_g и скорость в месте максимального сжатия потока

v_g [18]: $\Delta P_g = \frac{1}{2} \rho_g v_g^2 \xi \left(\frac{\sigma}{S} \right)$, где σ – площадь отверстия, ξ – коэффициент гидравлического сопротивления, зависящий от площади отверстия σ и числа Рейнольдса. Воспользовавшись результатами работы [18], примем для случая $\sigma \ll S$ $\xi = \xi_0 = 2.9$, что позволяет записать: $v_g = \sqrt{\frac{2\Delta P_g}{\rho_g \xi_0}}$.

Учитывая, что перепад давления $\Delta P_g = P_a - \frac{P_e - P_{kr}}{2} = \frac{\gamma P_a}{2} \left[\frac{\Gamma - h_k}{h_0 + \gamma(\Gamma - h_k)} + \frac{\Gamma}{h_0 + \gamma\Gamma} \right] \approx \frac{\gamma\Gamma}{h_0} P_a$, получим $v_g \approx \sqrt{\frac{2\gamma P_a \Gamma}{\rho_g \xi_0 h_0}}$.

Оценку “времени жизни” отверстия τ можно сделать по формуле

$$\tau = \frac{\Delta m}{\rho_g \sigma v_g}.$$

Непосредственное измерение σ в нашем эксперименте не проводилось, но по визуальным наблюдениям значение диаметра отверстия находится в пределах 1–3 (мм). Оценивая τ “сверху”, примем к

расчетам наименьшее из приведенных значений диаметра отверстия. В табл. 3 приведены кинетические параметры v_g и τ для исследуемых МЖМ.

Таким образом, предложенная методика позволяет произвести экспериментальную оценку таких кинетических параметров МЖМ, как смещение перемижки h_d , масса пропускаемой порции газа m , скорость воздушного потока через отверстие в перемижке v_g , время жизни отверстия τ .

Время жизни отверстия оказалось меньше периода колебаний перемижки [10, 11], что позволяет считать первый вариант перехода МЖМ в равновесное состояние (рис. 5) более вероятным. Аргументом в пользу такого вывода может служить и тот факт, что приращение потенциальной энергии колебательной системы к моменту разрыва перемижки, вычисленное по формуле $\Delta E_p = 0.5(k_p h_d^2 = k_g h_g^2)$, составляет (в опытах с МЖ-1) всего 2×10^{-6} Дж, в то время как величина кинетической энергии, рассчитанная по средней скорости перемещения перемижки (согласно второго варианта), составляла бы

$$E_k \geq \frac{\pi \rho d^2 b h_d^2}{4\tau^2} \approx 2.6 \times 10^{-5} \text{ Дж.}$$

ВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ В ВОЗДУШНОМ РЕЗОНАТОРЕ

Если перемижка в момент ее захлопывания неподвижна, то вследствие гидравлического удара воздушного потока о препятствие в верхней открытой части трубки (в воздушном резонаторе) возникает система звуковых волн, описываемая выражением [19]

$$\delta P = -\frac{4u_0 \rho_g c}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos k_n z}{2n-1} \sin \omega_n t,$$

где k_n – волновое число n -ой гармоники, u_0 – скорость воздушного потока по трубке в момент захлопывания перемижки. Для основной гармоники (четвертьволновая труба) имеем $\delta P_1 = -\frac{4}{\pi} u_0 \rho_g c \cos \frac{\pi z}{2L} \sin \frac{\pi c}{2L} t$, где L – длина открытой части трубки. На перемижку ($z = 0$) действует давление $\delta P_1 = -\frac{4}{\pi} u_0 \rho_g c \sin \frac{\pi c}{2L} t$.

Соотношение колебательных параметров рассматриваемых колебательных систем определяет характер осцилляций мембраны [20]. В частности, могут возникнуть биения, частота которых в точности равна разности частот исходных колебаний, т.е. расстройке

$$\Omega = |\omega_1 - \omega_2|.$$

Высказанные соображения не противоречат результатам опытов, проведенных нами на трубке длиной 51 см и диаметром 1.35 см с использованием коллоида МЖ-2, $b = 1.5$ см. На осциллограммах наблюдались четко выраженные биения на основной частоте ≈ 170 Гц при приближении магнитной головки к доньшку трубки ($h_0 \approx 1-0.5$ см). Биения возникали дважды: вначале – за счет превышения частоты звуковых колебаний столба воздуха, затем – за счет превышения частоты колебаний перемычки; в промежутке осциллограмма имеет вид “классической” кривой затухающих колебаний. При перемещении головки в обратном направлении биения возникают вновь, но в данном случае расстройка частот происходит в обратной последовательности.

Как отмечалось выше, перемычка на основе МЖ-2 характеризуется малыми значениями перемещения и скорости перемещения к моменту захлопывания и в этом отношении в наибольшей мере удовлетворяет условиям возбуждения колебаний в воздушном резонаторе, предусмотренным моделью Рэлея [19].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cary B.B., Fenlon F.H. On the utilization of ferrofluids for transducer applications // *Acoust. Soc. Amer.* 1969. V. 45. № 5. P. 1210–1217.
2. Полунин В.М. Об одном методе резонансного возбуждения ультразвуковых колебаний в ферромагнитной жидкости // *Акуст. журн.* 1978. Т. 24. № 1. С. 100–103.
3. Полунин В.М. К вопросу о резонансном возбуждении колебаний в ферромагнитной жидкости // *Магнитная гидродинамика.* 1978. № 1. С. 141–143.
4. Баев А.Р., Прохоренко П.П. Резонансное возбуждение ультразвуковых колебаний в магнитных жидкостях // *ДАН БССР.* 1978. Т. 22. № 3. С. 242–243.
5. Dobbelday P.S. Application of ferrofluids as an acoustic transducer material // *JEEE Transactions on Magnetics (Second International Conference on Magnetic Fluids)* 1980. V. 16. № 2. P. 372–374.
6. Баитовой В.Г., Краков М.С. О возбуждении звука в намагничивающихся жидкостях // *Магнитная гидродинамика.* 1979. № 4. С. 3–9.
7. Полунин В.М. О некоторых особенностях магнито-жидкостного преобразователя // *Акуст. журн.* 1982. Т. 28. № 4. С. 541–546.
8. Mace B.R., Jones R.W., Harland N.R. Wave transmission through structural inserts // *J. Acoust. Soc. Amer.* 2001. V. 109. № 4. P. 1417–1421.
9. Карпова Г.В., Лобова О.В., Постников Е.Б., Полунин В.М., Рослякова Л.И. Упругие свойства магнито-жидкостных герметизаторов / Сб. тр. 11 сессии Российского акуст. общества. Москва. 2001. Т. 2. С. 203–207.
10. Karpova G.V., Lobova O.V., Polunin V.M., Postnikov E.B., Zubarev E.K. Resonance properties of magnetic fluid sealants // *Magneto-hydrodynamics.* 2002. V. 38. № 4. P. 385–390.
11. Карпова Г.В., Лобова О.В., Пауков В.М., Полунин В.М., Постников Е.Б. Экспериментальное исследование магнито-жидкостного резонатора // *Акуст. журн.* 2002. Т. 48. № 3. С. 364–367.
12. Rosensweig R.E. *Ferrohydrodynamics.* Cambridge: Univ. Press, 1985. 344 p.
13. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. *Магнитные жидкости.* Рига: Зинатне, 1989. 386 с.
14. Баитовой В.Г., Берковский Б.М., Вислович А.Н. Введение в термомеханику магнитных жидкостей. М.: ИВТАН, 1985. 188 с.
15. Cowley M.D., Rosensweig R.E. The interfacial stability of a ferromagnetic fluid // *J. Fluid Mech.* 1967. V. 89. № 4. P. 671–688.
16. Цеберс А.О. Магнито-гидродинамические неустойчивости магнитной жидкости в плоских слоях // *Гидродинамика и теплофизика магнитных жидкостей.* Саласпилс. 1980. С. 127–134.
17. Орлов Д.В., Михалев Ю.О., Мышкин Н.К. и др. *Магнитные жидкости в машиностроении /* Под общ. ред. Д.В. Орлова, В.В. Подгоркова. М.: Машиностроение, 1993. 272 с.
18. Ланда П.С., Руденко О.В. О двух механизмах генерации звука // *Акуст. журн.* 1989. Т. 35. № 5. С. 855–862.
19. Рэлея. *Теория звука.* Т. 2. 1995. М.: Госиздат. техн.-теор. лит. 475 с.
20. Руденко О.В., Шанин А.В. Нелинейные явления в системах с конечным смещением границ // *Физическая и нелинейная акустика.* Сб. трудов семинара научной школы проф. В.А. Красильникова. М.: 2002. С. 31–46.

Properties of a Magnetic-Fluid Membrane

Yu. Yu. Kameneva, G. V. Karpova, V. V. Kovarda, O. V. Lobova, and V. M. Polunin

Kursk State Technical University, ul. 50 Let Oktyabrya 94, Kursk, 305040 Russia

E-mail: Polunin_VM@hotmail.ru

Abstract—Experimental results concerning the influence of both the parameters of magnetic fluid and the conditions of vibration excitation on the elastic, electrodynamic, and kinetic properties of a breaking magnetic-fluid membrane are presented. The mechanism of the sound excitation in the air cavity due to the closure of the magnetic-fluid membrane is discussed.