

УДК 538.951

ОБ ОДНОЙ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЕ С МАГНИТОЖИДКОСТНЫМ ИНЕРЦИОННО-ВЯЗКИМ ЭЛЕМЕНТОМ

© 2010 г. Г. В. Карпова, А. Н. Кутуев, В. М. Полуниин, П. А. Ряполов

Курский государственный технический университет

305040 Курск, ул. 50 лет Октября 94

E-mail: polunin-vm1@yandex.ru

Поступила в редакцию 17.07.08 г.

Рассмотрены результаты измерений коэффициента затухания колебательной системы, в которой инерционно-вязким элементом служит магнитная жидкость, заполняющая U-образную стеклянную трубку. Роль упругости выполняет воздушная полость, образованная внутри одной из частей трубки под пьезоэлектрической пластинкой, прикрепленной к торцу трубки и предназначенной для индикации колебаний. Разработана методика измерения коэффициента затухания колебаний и получения на этой основе значения сдвиговой вязкости исследуемых образцов магнитной жидкости в зависимости от напряженности магнитного поля.

ВВЕДЕНИЕ

Дисперсные системы магнитных наночастиц — магнитные коллоиды, названные магнитными жидкостями (МЖ), к настоящему времени нашли применение в различных областях техники (магнитожидкостные уплотнения вращающихся валов, очистка водной поверхности от нефтепродуктов, наполнители зазоров магнитных головок звуковых динамиков и другое). В конструкции многих устройств с использованием МЖ предусматривается воздействие на каплю магнитного коллоида неоднородного магнитного поля, т.е.ponderomotorной силы, проявляющейся при смещении капли из положения равновесия. Такого рода устройства представляют собой колебательную систему, в которой МЖ выполняет функцию инерционно-вязкого элемента. Как в прикладном, так и в теоретическом отношении представляется целесообразным изучить роль магнитной вставки в демпфировании колебаний и выявить возможность управления этим процессом при помощи магнитного поля.

Интерес к исследованию подобных колебательных систем в определенной мере стимулируется потребностью расширения измерительной базы такого чувствительного параметра магнитного коллоида как “вращательная вязкость” (“магнитовязкий” эффект), представляющего собой приращение вязкости МЖ при ее намагничивании, обусловленное торможением магнитных наночастиц в течении со сдвигом [1–4].

К сказанному следует добавить, что работа по предложенной тематике может привести к созданию нового метода зондирования процесса агрега-

ции феррочастиц в системе, потребность в котором вызвана наметившейся тенденцией в проблематике синтеза магнитных коллоидов. На начальной стадии получения МЖ в шестидесятые-восемидесятые годы XX века ставилась задача по достижению агрегативной устойчивости и, как идеал, — создание системы с моночастичной дисперсной фазой. В настоящее время актуальной задачей является организация управляемого процесса агрегации, при котором не нарушается целостность раствора, а сама система приобретает новые свойства (предельно возможные значения начальной магнитной восприимчивости, сильная зависимость вязкости от напряженности магнитного поля, акустическая анизотропность) и возможности применения [5–7].

Целью настоящей работы является структурирование механизмов диссипации упругой энергии в колебательной системе, измерение вклада вращательной вязкости в этот процесс и оценка среднего числа феррочастиц в наноагрегате на основе модели МЖ с анизотропными свойствами.

ОПИСАНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ

Исследуемая колебательная система представлена на рис. 1. Стеклянная U-образная трубка 2 внутренним диаметром $d = 10.7$ мм, заполнена до некоторого уровня в обеих частях магнитным коллоидом 3. Одно из колен герметично закрыто пьезоэлектрической пластинкой-датчиком колебаний 4. МЖ в данном случае служит инерционно-вязким элементом колебательной системы, а ее упругим элементом является воздушная полость 5, образовавшаяся под пьезопластинкой.

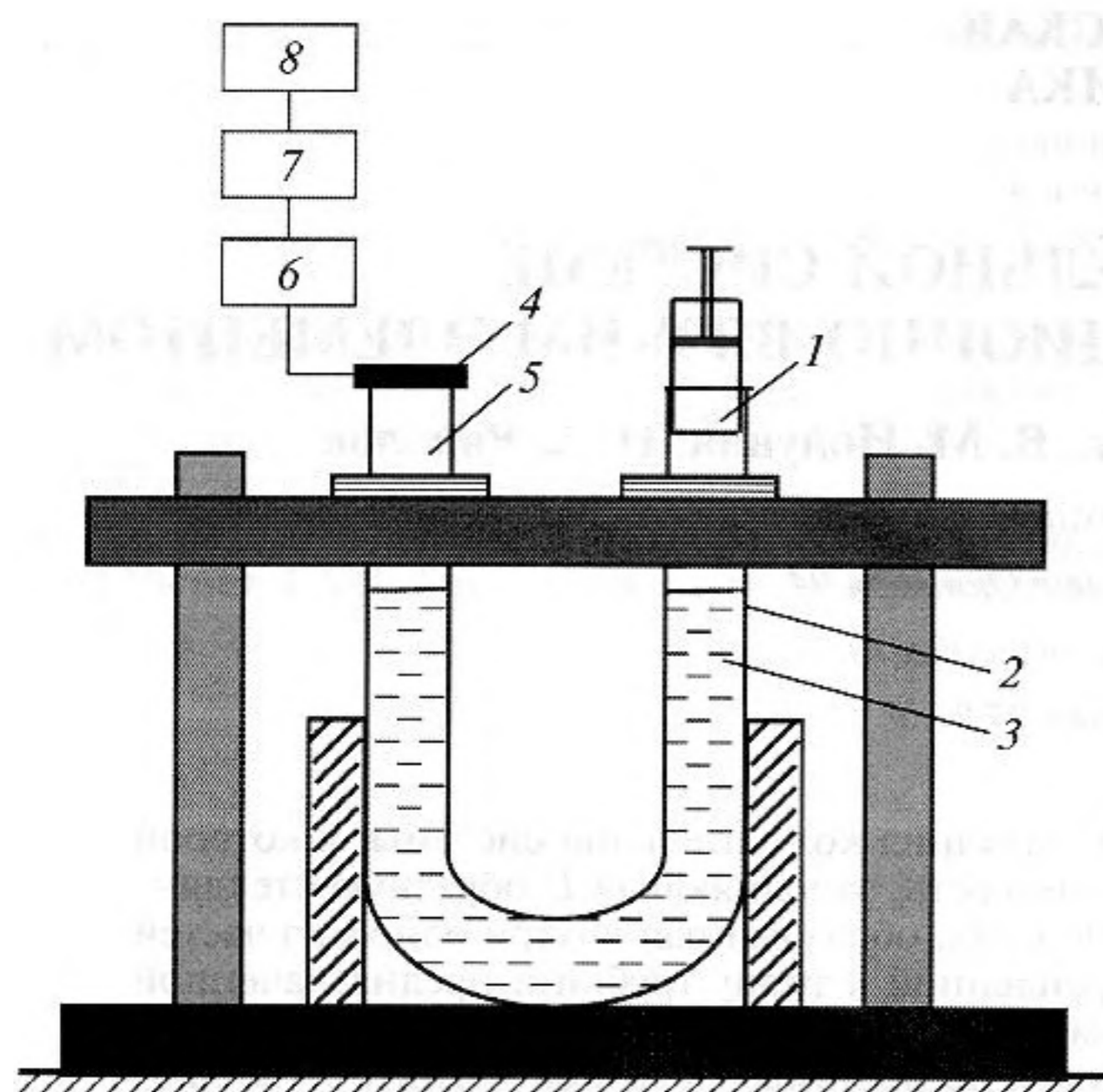


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

Для возбуждения колебаний используется одетая на другую половину эластичная трубка с поршнем I . В трубке имеется отверстие, предназначенное для выхода воздуха при перемещении поршня в исходное положение и прикрываемое в момент выдергивания поршня. Полученные на пьезодатчике радиоимпульсы поступают на экран запоминающего осциллографа $б$. Осциллограммы фиксируются цифровым фотоаппаратом 7 и передаются в компьютер 8 для дальнейшей обработки.

Предполагается, что обе свободные поверхности жидкости плоские и общая длина столбика жидкости составляет b . Выражение для коэффициента упругости газовой полости при условии адиабатности процесса k_g известно [8]:

$$k_g = \rho_g c^2 \frac{S^2}{V_0},$$

где ρ_g — плотность воздуха; c — скорость звука в воздухе; S — площадь поперечного сечения трубки; V_0 — объем изолированной воздушной полости.

Влиянием колебаний уровня жидкости в частях трубки на упругость системы можно пренебречь, что следует из сравнения потенциальной энергии сжатия (растяжения) газовой полости

$E_{pg} = \frac{k_g \Delta h^2}{2}$ и приращения потенциальной энер-

гии жидкого столбика $E_{pf} = \frac{\rho g S \Delta h^2}{2}$. Отношение

$$\frac{E_{pf}}{E_{pg}} = \frac{\rho g h}{\rho_g c^2} = 2 \times 10^{-4} \text{ при } h = 3 \text{ мм.}$$

Считая стенки трубки и пьезопластинку абсолютно жесткими, а жидкость несжимаемой, запишем формулу для частоты свободных незатухающих колебаний

$$\nu_m = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho_g S}{\rho V_0 b}}, \quad (1)$$

где ρ — плотность жидкости, b — длина столбика жидкости. В нашем случае трубка имеет цилиндрическую форму, что позволяет применительно к изолированной воздушной полости высотой h переписать формулу (1) в виде:

$$\nu_m = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho h b}}.$$

Полученное выражение используется при планировании эксперимента для оценочного расчета частотного диапазона исследуемой колебательной системы.

Для изучения полевой зависимости коэффициента затухания исследуемое устройство помещается между полюсами лабораторного электромагнита ФЛ-1 так, чтобы магнитное поле было перпендикулярно к плоскости U-образной трубки, а столбик МЖ полностью находился внутри зазора между полюсами.

ФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ ДИССИПАЦИИ УПРУГОЙ ЭНЕРГИИ

Диссипация упругой энергии в колебательной системе в основном вызвана одновременным действием трех физических механизмов: потерей энергии за счет возвратно-поступательного течения вязкой жидкости по трубке; межфазным теплообменом; излучением упругих колебаний в элементы конструкции и окружающую среду.

Первый механизм адекватно интерпретируется на основе понятия сдвиговой волны, введенного Стоксом. Если помещенная в жидкость бесконечная плоскость совершает гармонические колебания в направлении, параллельном самой плоскости, то вблизи плоской поверхности возникает квазиволновой процесс — сдвиговая волна.

Скорость распространения c , коэффициент затухания α и длина сдвиговой волны λ соответственно выражаются формулами [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 — циклическая частота, η — динамическая вязкость, ρ — плотность жидкости. Направление

колебаний частиц в рассматриваемой волне перпендикулярно направлению распространения. На расстоянии $\lambda/(2\pi)$ амплитуда уменьшается в e раз, поэтому принято считать "глубиной проникновения" вязкой волны $\sigma'' = \lambda/(2\pi)$.

Воспользуемся результатами теории акустического импеданса, испытываемого звуковой волной, распространяющейся в вязкой жидкости, которая заполняет трубку [10]. Если длина окружности, охватывающей боковую поверхность жидкого столбика, меньше удвоенной длины вязкой волны, т.е. $\pi d < 2\lambda'$, где $\lambda' = 2\sqrt{\pi\eta/\nu\rho}$, то приближенно получается следующее выражение для импеданса трубки:

$$R' \approx 8\pi\eta b + i\frac{2}{3}\pi^2\rho b d^2\nu. \quad (2)$$

Выражение $r' = 8\pi\eta b$ соответствует закону Пуазейля для коэффициента сопротивления при ламинарном течении вязкой жидкости по узкой трубке. Пуазейлевское течение жидкости характеризуется параболическим распределением скорости частиц по сечению трубы. В данном случае под скоростью смещения границы столбика принимается средняя скорость частиц по сечению трубки, составляющая половину от ее максимального значения. Для узких трубок активное сопротивление в равенстве (2) превышает реактивное, и полное сопротивление не зависит от частоты. В этой модели коэффициент затухания колебаний β' рассчитывается по формуле:

$$\beta' = \frac{16 \cdot \eta}{\rho d^2}.$$

С увеличением d или ν при заданных η и ρ приближенная формула (2) теряет силу. Мнимая часть (2) представляет собой инерционную компоненту $\left(\frac{4}{3}m2\pi\nu\right)$. Таким образом, присоединенная масса, обусловленная сдвиговой вязкостью, составляет $\frac{1}{3}m$.

При больших значениях d и ν , когда $\pi d/2\lambda > 10$, для комплексного импеданса трубки получено другое приближенное выражение [10]:

$$R'' \approx db\sqrt{\pi^3\rho\eta\nu} + i\frac{\pi^2 d^2 \rho \nu}{2} \left(1 + \frac{2}{d}\sqrt{\frac{\eta}{\pi\nu\rho}}\right), \quad (3)$$

где

$$r'' \equiv db\sqrt{\pi^3\rho\eta\nu}$$

– активное сопротивление [8]. Второе слагаемое в скобках (3) мало по сравнению с единицей, поэтому мнимая часть может быть представлена как $m2\pi\nu$. Как видно, в данном случае отсутствует

присоединенная масса и коэффициент затухания может быть представлен в виде:

$$\beta'' = \frac{2}{d}\sqrt{\frac{\pi\eta\nu}{\rho}},$$

которое предсказывает возрастание коэффициента затухания с частотой. В силу малости глубины проникновения вязкой волны σ'' и выполнения неравенства $\pi d/2\lambda > 10$ в условиях эксперимента, колебательное движение столбика жидкости носит "поршневой" характер, течение жидкости сосредоточено в тонком пристеночном слое.

Физическая природа механизма межфазного теплообмена состоит в следующем. В результате адиабатного процесса сжатия и растяжения газа при периодическом смещении столбика жидкости из положения равновесия происходит теплообмен между газовой полостью и стенками трубки и открытой поверхностью жидкости. Благодаря невысокой теплопроводности газовой среды теплообмен, во-первых, происходит в сравнительно узкой приграничной области, а во-вторых, запаздывает по отношению к колебаниям столбика жидкости. Этот сдвиг по фазе обуславливает некоторое дополнительное затухание колебаний [11].

Третий из перечисленных выше механизмов диссипации энергии связан с излучением упругих колебаний в стенки трубки, вспомогательные элементы конструкции (держатель, подставка) и в воздух. Можно предположить, что вклад данного механизма в затухание колебаний определяется, прежде всего, соотношением упругих и инерционных свойств соприкасающихся материалов (сжимаемости, плотности) и практически не зависит от вязкости жидкости в трубке (как и вклад предыдущего механизма).

Дополнительные потери энергии, не связанные с вязкостью, обуславливают добавочное затухание $\Delta\beta$. Экспериментальное значение коэффициента затухания β_{ex} состоит из двух компонент $\Delta\beta$ и β'' :

$$\beta_{ex} = \beta'' + \Delta\beta.$$

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Частота свободных затухающих колебаний находится как величина, обратная периоду T , полученному по времени шести-семи полных колебаний непосредственно с осциллограммы. Погрешность измерения периода и частоты указанным методом находится в пределах 3–5%.

Коэффициент затухания свободных колебаний системы можно рассчитать по формуле:

$$\beta = \frac{1}{t_2 - t_1} \cdot \ln \frac{A_1}{A_2},$$

Таблица

Жидкость	$\eta \times 10^3$, Па·с	ρ , кг/м ³	φ , %	M_s , кА/м	χ	d_{\min} , нм	d_{\max} , нм
МЖ-1	1.9	1013	5	20	1.1	10.5	12.9
МЖ-2	8.9	1522	16.6	55	8.1	14.4	16.2

где $t_2 - t_1$ — промежуток времени между колебанием с амплитудой A_1 и колебанием с амплитудой A_2 . В используемой нами методике одно из колебаний (обычно второе от начала процесса) принимается за реперное, его амплитуда A_r . Для каждого колебания с амплитудой A_n вычисляется значение $\ln \frac{A_r}{A_n}$. Если график зависимости $\ln \frac{A_r}{A_n} = f(n)$, где n — номер периода колебаний, оказывается прямой линией, то это указывает на отсутствие ошибок. Экспериментальные точки либо непосредственно ложатся на прямую, либо укладываются по обе стороны от нее в соответствии с величиной ошибки отдельного измерения. Тангенс угла наклона такой прямой дает нам значение β , которое является результатом усреднения, учитывающим реальную знакопеременную ошибку отдельных результатов.

Погрешность измерений коэффициента затухания определяется целым рядом ошибок. Сюда входят: ошибка измерения периода колебаний; ошибка измерения амплитуды колебания, которая в свою очередь зависит от толщины электронного пучка на экране осциллографа; ошибки, обусловленные нестабильностью температуры и напряжения сети, уровнем радиопомех; а также ошибки, вызванные вибрациями отдельных элементов экспериментальной установки, которые невозможно полностью устранить. При разработке экспериментальной установки были предусмотрены меры для минимизации перечисленных ошибок.

Учитывая трудности проведения достаточно надежного расчета погрешности измерения β , мы ограничились ее оценкой, рассматривая повторяемость результатов измерений. Оценки показали, что относительная погрешность измерений коэффициента затухания колебаний исследуемой колебательной системы в условиях эксперимента составляет 8–9% при доверительной вероятности 0.95.

Параметры, способные оказать влияние на физические механизмы затухания колебаний невязкого происхождения, акустическое сопротивление и теплопроводность магнитных коллоидов, практически не зависят от напряженности магнитного поля и степени его неоднородности [5]. Поэтому, проведя предварительно градуировку измерительного устройства путем измерения вязкости исследуемого образца и получения $\Delta\beta$ на

выбранной частоте, значение вязкости жидкости в магнитном поле находим по формуле:

$$\eta = \frac{\rho d^2 (\beta_{ex} - \Delta\beta)^2}{4\pi\nu} \quad (4)$$

ФИЗИЧЕСКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ОБРАЗЦОВ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Исследовалась МЖ одного определенного состава: коллоидный раствор магнетита в углеводородной среде — керосине, стабилизированный олеиновой кислотой. Выбор этого типа МЖ в качестве объекта исследования обусловлен ее высокой однородностью и стабильностью в течение длительного времени. В таблице представлены физические параметры исследуемых образцов, полученные при температуре 25°C.

Вязкость η немагнитных образцов МЖ измерялась капиллярным методом при помощи вискозиметра Оствальда (с диаметром капилляра 1.31 мм), плотность — по обычной методике с использованием стеклянного пикнометра объемом 10 мл.

Объемная концентрация твердой фазы φ определялась из формулы смешения:

$$\rho = \rho_s \cdot \varphi + \rho_f (1 - \varphi),$$

откуда

$$\varphi = \frac{\rho - \rho_f}{\rho_s - \rho_f},$$

где $\rho = \frac{M_{mf}}{V}$ — плотность образца, M_{mf} — его масса, V — объем жидкости в пикнометре, ρ_s — плотность магнетита ($\rho_s = 5180$ кг/м³), ρ_f — плотность жидкости — носителя ($\rho_f = 790$ кг/м³).

Намагниченность насыщения M_s и начальная магнитная восприимчивость χ получены по результатам измерения кривой намагничивания. Параметр χ определен по наклону касательной к кривой $M(H)$ при $H \rightarrow 0$ (рис. 2), параметр M_s получен путем экстраполяции зависимости $M = f(H^{-1})$ в область сильных магнитных полей (рис. 3). Измерения намагниченности проведены баллистическим методом.

Максимальный и минимальный диаметры частиц дисперсной фазы d_{\max} и d_{\min} получены на основе магнитогранулометрического метода [2, 14]. На кривизну начального участка кривой намагни-

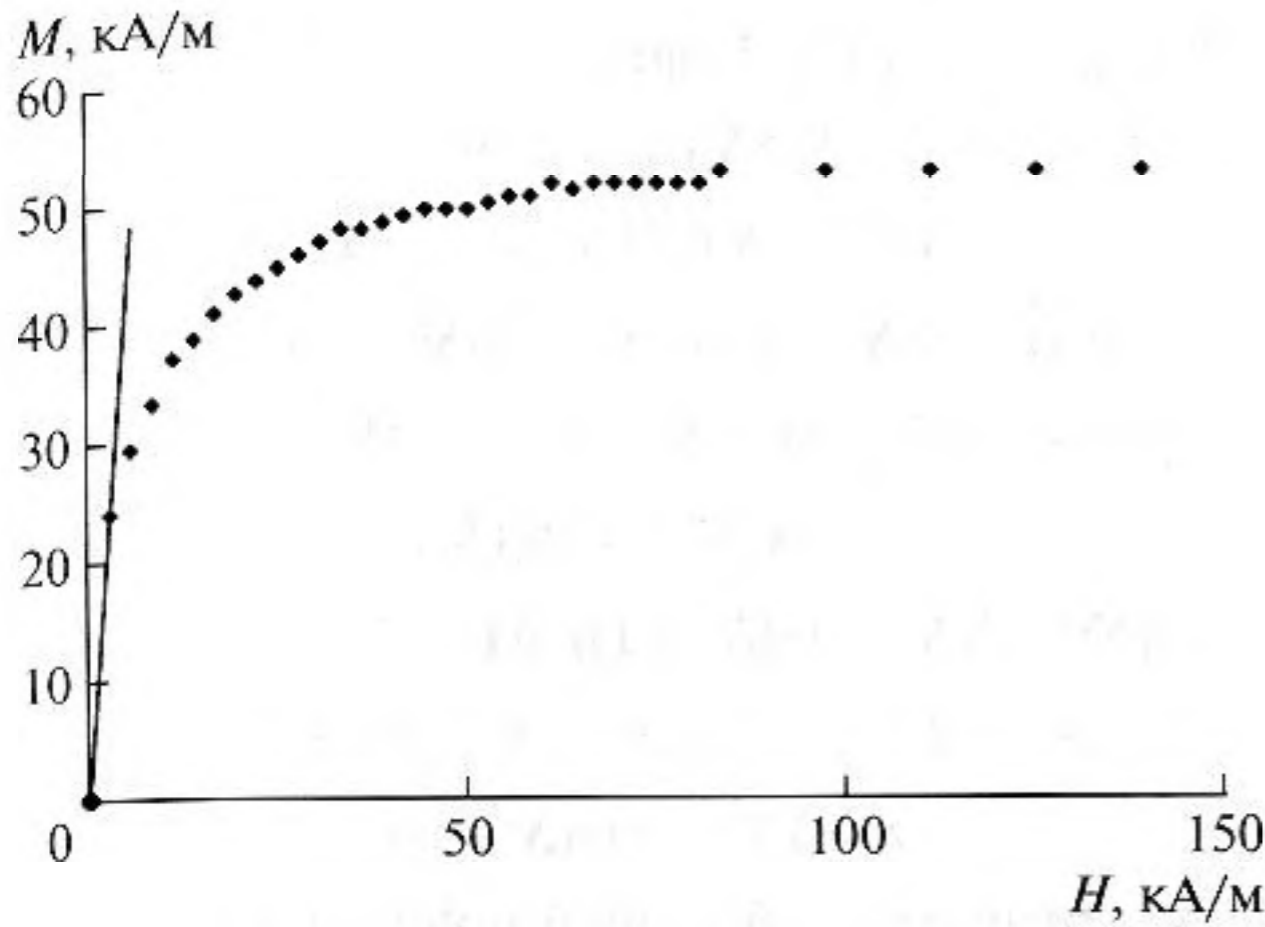


Рис. 2. Кривая намагниченности для МЖ-2.

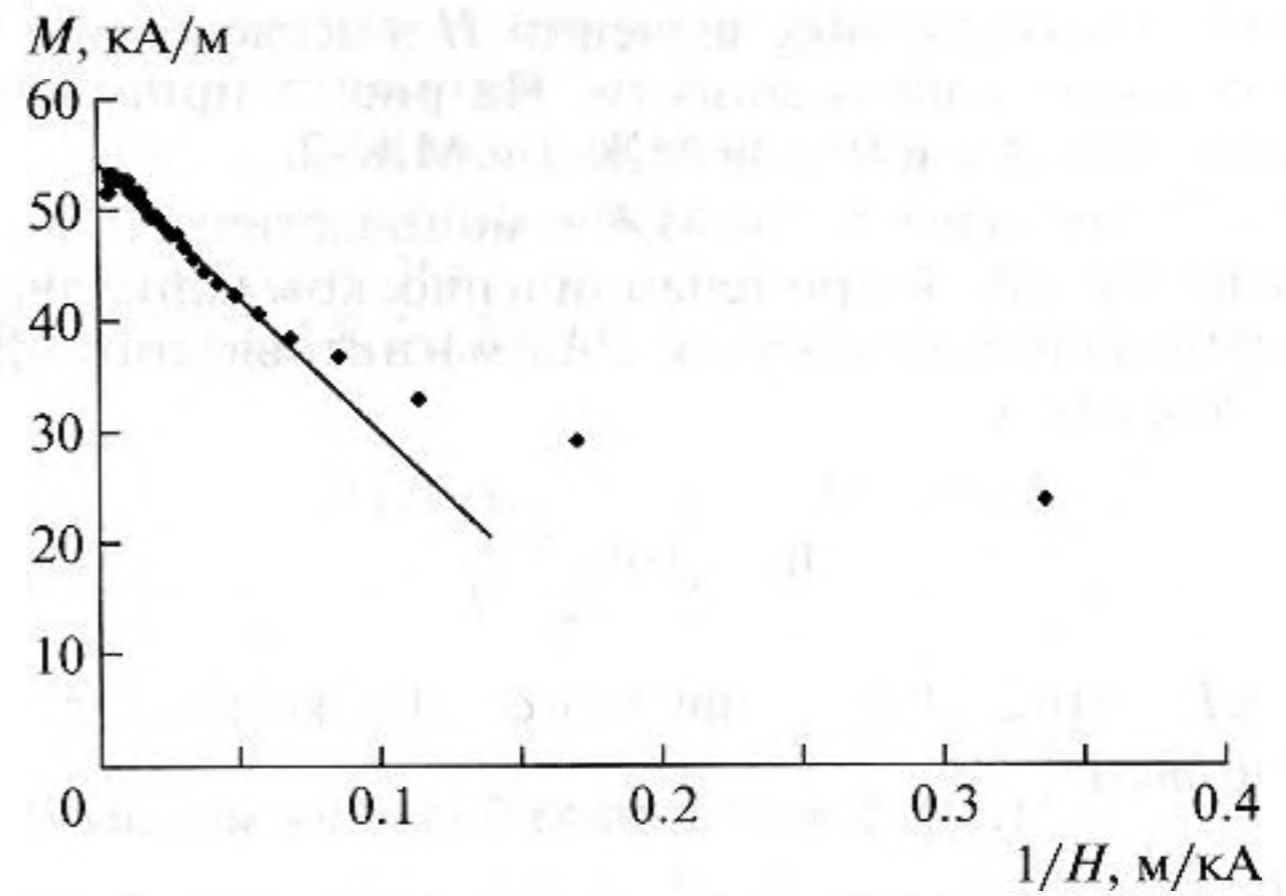


Рис. 3. Экстраполяция кривой намагниченности для МЖ-2 к 1/H.

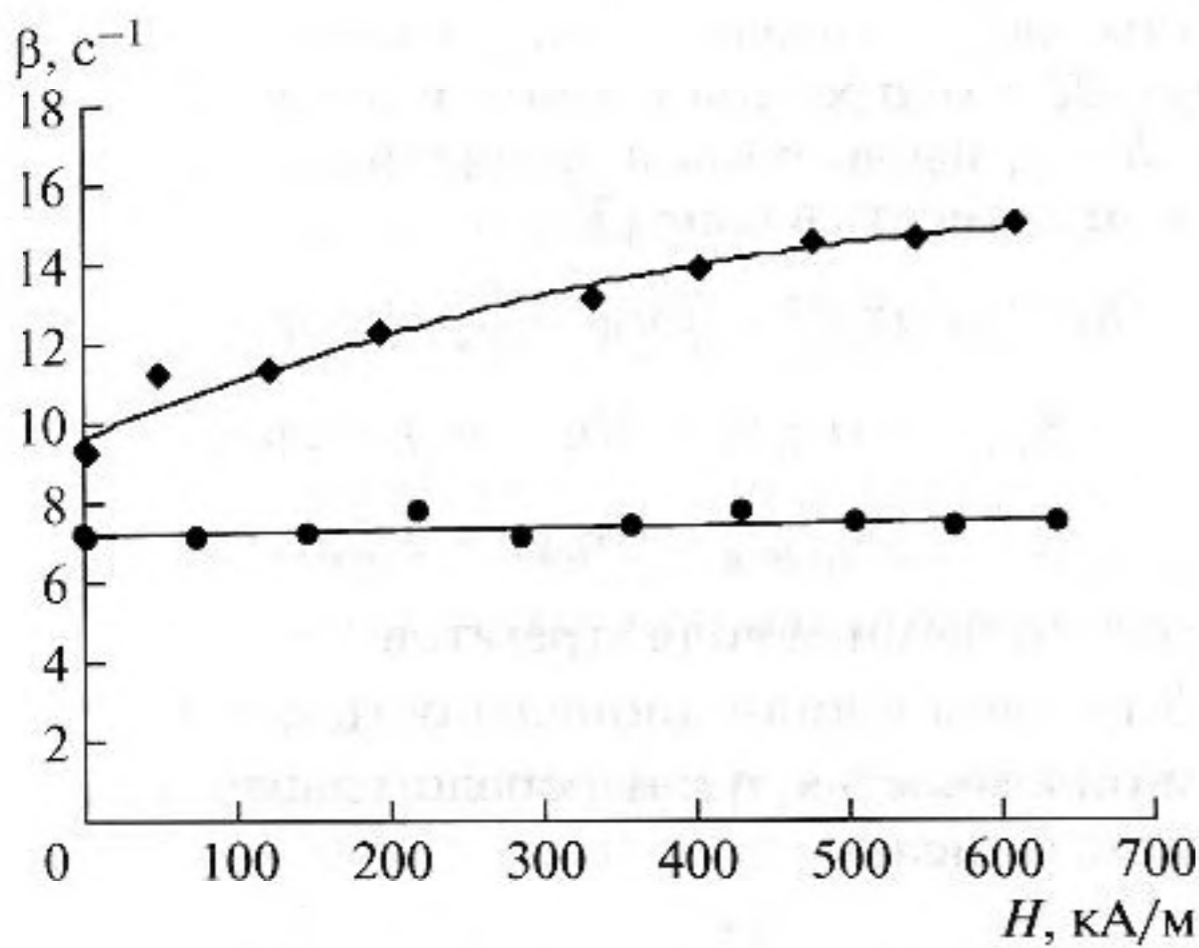


Рис. 4. Зависимость коэффициента затухания от напряженности магнитного поля: ● – МЖ-1, ◆ – МЖ-2.

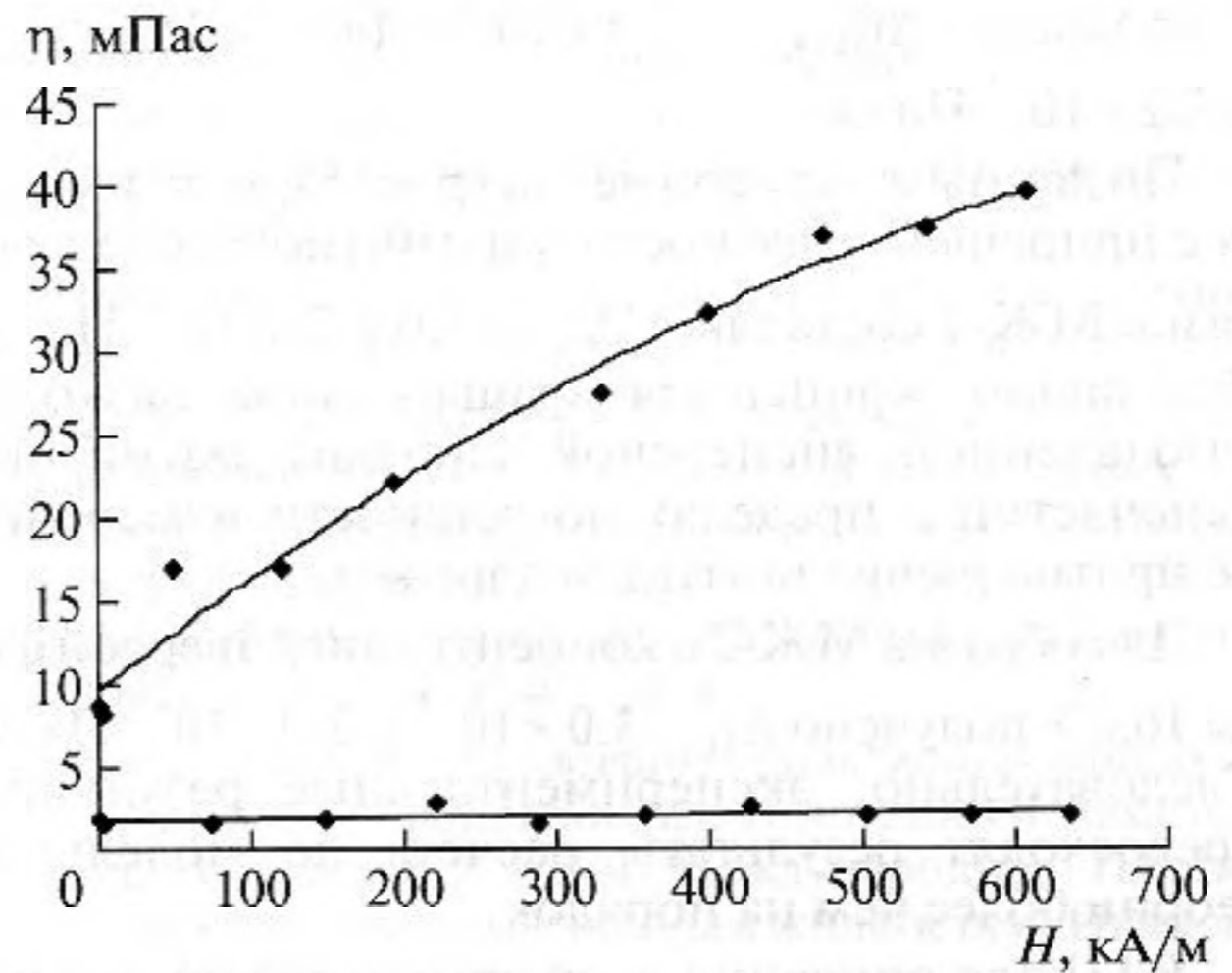


Рис. 5. Зависимость вязкости МЖ от напряженности магнитного поля: ● – МЖ1, ◆ – МЖ2. Частота 36 Гц.

чивания оказывают влияние, прежде всего, наиболее крупные феррочастицы, в то время как верхний участок кривой намагничивания формируется под влиянием мелких частиц. В соответствии с ланжевеновской теорией парамагнетизма средние значения максимального и минимального диаметра частиц рассчитываются по формулам:

$$d_{\max} = \sqrt[3]{\frac{18 \cdot \chi \cdot k \cdot T}{\mu_0 \cdot \pi \cdot M_{S0} \cdot M_S}},$$

$$d_{\min} = \sqrt[3]{\frac{6 \cdot M_S k T}{\pi \cdot \mu_0 \cdot M_{S0} \cdot H \cdot (M_S - M)}},$$

где χ и M – начальная магнитная восприимчивость и намагниченность МЖ; M_{S0} – намагниченность однодоменной частицы магнетита ($M_{S0} = 477.7$ кА/м); k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура среды; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м.

Входящие в выражение для d_{\min} параметры M и H принадлежат линейному участку кривой M/H .

Полученные оценочные значения средних диаметров частиц d_{\min} – по данным в сильных полях и d_{\max} – при $H \rightarrow 0$ приведены в Таблице.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Измерения коэффициента затухания колебательной системы с МЖ-ым инерционно-вязким элементом проводились на частоте 36 Гц при температуре 25°C. Глубина проникновения вязкой волны для колебательной системы с образцами МЖ-1 и МЖ-2 составляет соответственно $\sigma''_{\text{МЖ-1}} = 0.13$ мм и $\sigma''_{\text{МЖ-2}} = 0.22$ мм. На рис. 4 представлены зависимости $\beta(H)$ для МЖ-1 и МЖ-2.

По формуле (4) с использованием полученных значений β_{ex} рассчитывается вязкость образцов

МЖ для различных значений H в исследованном диапазоне напряженности. На рис. 5 приведена зависимость $\eta(H)$ для МЖ-1 и МЖ-2.

Для разбавленной МЖ с моночастичной дисперсной фазой при течении в плоском капилляре приращение вязкости за счет магнитовязкого эффекта равно

$$\Delta\eta = \frac{3}{2}\varphi\eta\frac{\xi L^2}{(\xi - L)},$$

где $L = \text{cth}\xi - 1/\xi$ — функция Ланжевена, $\xi = \frac{\mu_0 m^* H}{kT}$ [1, 2]. В достаточно больших магнитных полях при достижении магнитного насыщения ($\xi \gg 1$, $L \rightarrow 1$) $\Delta\eta = 3\varphi\eta/2$. При течении коллоида в круглом капилляре в поле, перпендикулярном оси капилляра, $\Delta\eta = 3\varphi\eta/4$. Так, для МЖ-1 и МЖ-2 получаем $\Delta\eta_{\text{МЖ-1}} = 1.4 \times 10^{-4}$ Па·с и $\Delta\eta_{\text{МЖ-2}} = 2.2 \times 10^{-3}$ Па·с.

По данным эксперимента (рис. 5), максимальное приращение вязкости в магнитном поле в образце МЖ-1 составляет $\Delta\eta = (3.0 \pm 2) \times 10^{-4}$ Па·с. Как видно, концепция вращательной вязкости разбавленной дисперсной системы магнитных наночастиц в пределах погрешности измерений не противоречит опытным данным.

Для образца МЖ-2 с концентрацией твердой фазы 16.6% получено $\Delta\eta = 3.0 \times 10^{-2} \pm 2.0 \times 10^{-3}$ Па·с. Следовательно, экспериментальные результаты превосходят результаты расчета по модельной теории более чем на порядок.

В [3] для описания экспериментально наблюдаемого “аномального” увеличения перепада давления при течении МЖ в трубке в направлении перпендикулярном полю [12, 13], используется модель МЖ, обобщенная на случай анизотропной среды. Анизотропия МЖ обуславливается присутствием в дисперсной фазе наряду с отдельными частицами агрегатов эллипсоидальной формы, полностью ориентированных сильным магнитным полем. Сделано предположение о том, что в жидкости существуют одновременно и сферические, и вытянутые частицы или агрегаты, причем агрегаты имеют одинаковые размеры, и что все частицы дисперсной системы не взаимодействуют между собой. Предполагается также, что без поля коэффициент вязкости вычисляется по формуле Эйнштейна: $\eta_{H=0} = \eta_0(1 + 2.5\varphi)$. Связь перепада давления между точками z_1 и z_2 вдоль столбика жидкости в продольном $\Delta p'_{1,2\parallel}$ и поперечном $\Delta p'_{1,2\perp}$ к трубке магнитном поле со средней скоростью течения v_m и радиусом трубки R описывается системой уравнений:

$$\Delta p'_{1,2\perp} = \alpha\eta_0(1 + \varphi L_{\perp}(S)), \quad \Delta p'_{1,2\parallel} = \alpha\eta_0(1 + \varphi L_{\parallel}(S)),$$

$$\begin{aligned} \Delta p'_{1,2\parallel} |_{H=0} &= \alpha\eta_0(1 + 2.5\varphi), \quad \alpha = 8(z_2 - z_1)v_m/R^2, \\ L_{\perp} &= A(S) + 0.5S_2(S) + 0.5(1 + 2\lambda)S_1(S), \\ L_{\parallel} &= A(S) + S_2(S) + (1 - 2\lambda)S_1(S), \\ A(S) &= 8(S^2 - 1)/(4S^4 - 10S^2 + 3SL), \\ S_2(S) &= 4(S^2 - 1)/((S^2 + 1)(4 + 2S^2 - 3SL)) - \\ &\quad - A(S) + \lambda^2 S_1(S), \\ S_1(S) &= 2(S^2 - 1)(S^2 + 1)/S(L(2S^2 - 1) - 2S), \\ L &= \ln |(S + (S^2 - 1)^{1/2})/(S - (S^2 - 1)^{1/2})|/(S^2 - 1)^{1/2}, \\ \lambda &= (S^2 - 1)/(S^2 + 1), \end{aligned} \quad (5)$$

где S — отношение большей полуоси эллипсоида к меньшей.

В перпендикулярном направлении поля именно вытянутые агрегаты значительно увеличивают перепад давления, в то время как сферические частицы не оказывают существенного влияния. Считая, что агрегаты достаточно вытянутые, так что $S > 3$, выражения для перепада давления (5) можно записать в виде [3]:

$$\begin{aligned} \Delta p'_{1,2\perp} &= \alpha\eta_0(1 + 13(\varphi - \varphi_1)/4 + \varphi_1 L_{\perp}(S)), \\ \Delta p'_{1,2\parallel} &= \alpha\eta_0(1 + 4(\varphi - \varphi_1) + 2\varphi_1), \\ \Delta p'_{1,2\parallel} |_{H=0} &= \alpha\eta_0(1 + 2.5\varphi), \end{aligned} \quad (6)$$

где φ_1 — объемная доля агрегатов.

Учитывая пропорциональность между эффективной вязкостью η и перепадом давления $\Delta p'_{1,2\perp}$, можем записать:

$$\eta = \eta_0 \left(1 + \frac{13}{4}(\varphi - \varphi_1) + \varphi_1 L_{\perp}(S) \right). \quad (7)$$

В уравнении (7) имеется два неизвестных φ_1 и S , а два других параметра η_0 и φ могут быть непосредственно измерены. Значение эффективной вязкости, рассчитанное по формуле (7), можно привести в соответствие со значением, полученным на основе измерений при различных сочетаниях φ_1 и S . Так, например, для образца МЖ-2 это соответствие достигается при сочетаниях: $S = 13$ при $\varphi_1 = 0.08$ и $S = 20$ при $\varphi_1 = 0.05$.

Таким образом, результаты расчета, получаемые в соответствии с выражением (6), характеризуются неоднозначностью. Следует учитывать также, что в реальном магнитном коллоиде имеются агрегаты различной длины, т.е. существует распределение магнитных цепочек по длине. По этой причине было бы правильнее воспользоваться системой уравнений (5), которая позволяет получить “эффективное” значение параметра S . При этом первое уравнение системы (5) будет представлено в виде:

$$\eta = \eta_0(1 + \varphi L_{\perp}). \quad (8)$$

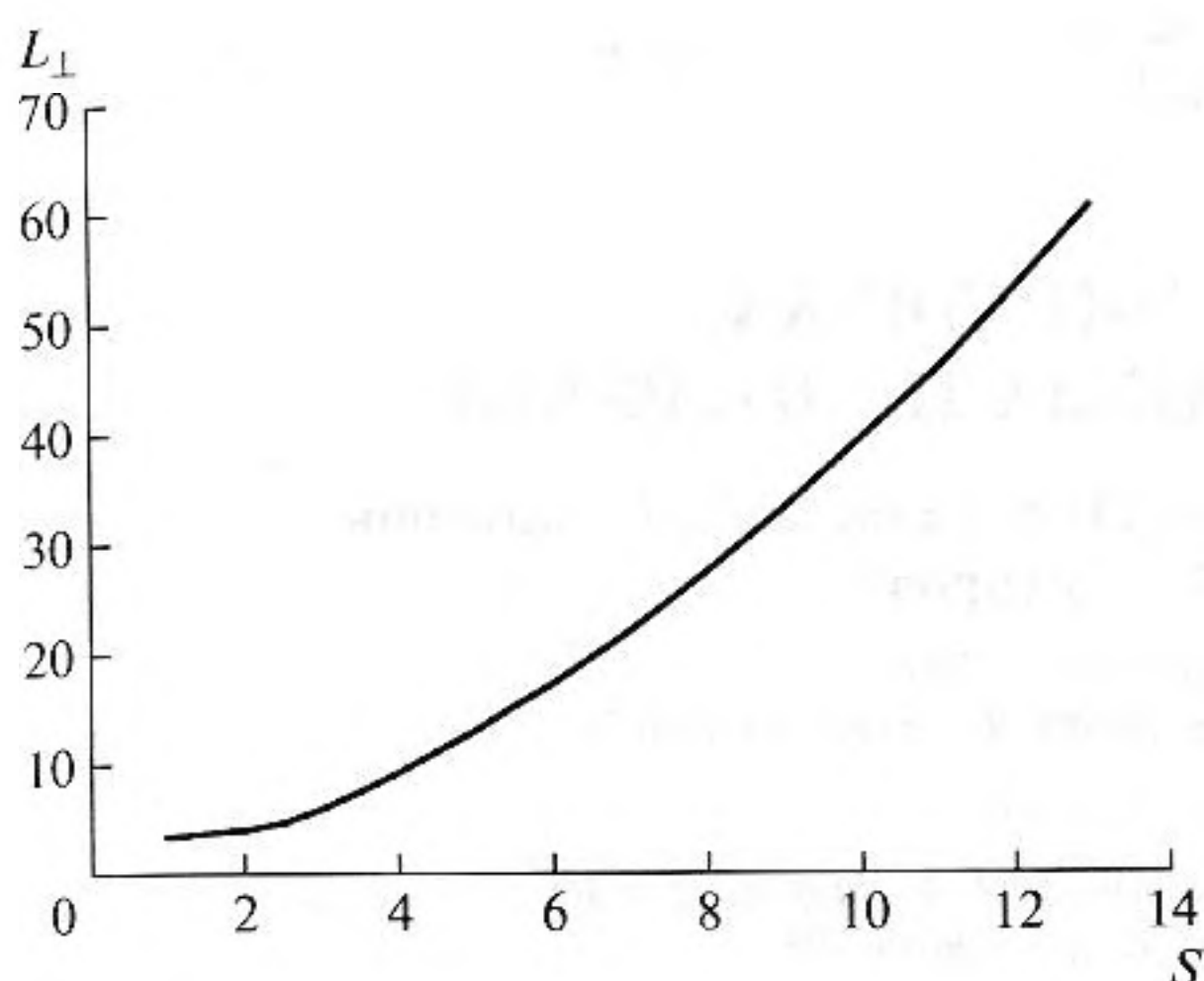


Рис. 6. Теоретическая зависимость $L_{\perp}(S)$. Кривая на- магненности для МЖ-2.

На рис. 6 показана зависимость $L_{\perp}(S)$, полу- ченная математическим моделированием в MS Excel, начиная со значений $S=2$. Указанная зави- симость носит характер монотонно возрастаю- щей функции. По уравнению линии тренда мож- но найти значение $L_{\perp}(S)$ при $S \rightarrow 1$. В данном случае получено $L_{\perp}(S)_{S \rightarrow 1} = 3.44$, что превосходит соответствующий коэффициент в уравнении Эйнштейна на 0.94 за счет магнитовязкого эф- фекта.

По данным рис. 5 максимальное значение вязко- сти образца МЖ-2, соответствующее магнитному насыщению коллоида, составляет $\eta = 39$ мПа · с. Подставив значение параметров η и ϕ из таблицы 1 в формулу Эйнштейна, получим $\eta_0 = 6.4 \times 10^{-3}$ Па · с. Согласно (8), $L_{\perp}(S) = 31.3$. По теоретической кри- вой рис. 6 находим эффективное значение $S = 8.7$. Следовательно, если система полностью агреги- рована, то в цепочечном агрегате в среднем на- считывается по 8–9 магнитных наночастиц.

Таким образом, результаты измерений полевой зависимости коэффициента затухания исследуемой колебательной системы, в которой инерционно- вязким элементом является МЖ-2, и полученные на их основе по предложенной методике данные о максимальном приращении вязкости исследуемого образца, можно объяснить лишь присутствием в нем агрегатов цепочечного вида. Другой из иссле- дованных образцов МЖ-1 проявляет “обычную” для магнитного коллоида зависимость вязкости от напряженности магнитного поля, его моноча- стичная структура характеризуется высокой ста-

бильностью в изученном диапазоне напряженно- сти магнитного поля.

Работа выполнена в рамках реализации ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры ин- новационной России” на 2009–2013, конкурс НК-41ОП, ГК № 23111.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шлиомис М.И. Эффективная вязкость магнитных суспензий // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. Вып. 6. С. 2411–2418.
2. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости. Рига: Зинатне, 1989. 386 с.
3. Налетова В.А., Шкель Ю.М. Исследование течения магнитной жидкости в трубе с учетом анизотропии жидкости в магнитном поле // Магнитная гидро- динамика. 1987. № 4. С. 51–57.
4. Гилев В.Г., Шлиомис М.И. Экспериментальное ис- следование течения магнитной жидкости в плос- ких капиллярах различной толщины. // Тез. докл. 11-го Рижского совещания по магнитной гидроди- намике. Саласпилс: Ин-т физики АН. Латв. ССР, 1984. С. 67–70.
5. Полуни В.М. Акустические эффекты в магнитных жидкостях. М: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 208 с.
6. Ivanov A.O., Kantorovich S.S., Reznikov E.N., Holm C., Pshenichnikov A.F., Lebedev A.V., Chremos A., Camp P.J. Magnetic measurements as a key for the par- ticle size distribution in ferrofluids: experiment, theory, and computer simulations // Magnetohydrodynamics. 2007. V. 43. № 4. P. 401–409.
7. Елфимова Е.А. Образование фракталоподобных агре- гатов в ферроколлоидах: гомогенный механизм агрегирования // 12-я Международная Плеская конференция по магнитным жидкостям. Иваново: ИГЭУ, 2006. С. 21–26.
8. Рэлей Дж.У. Теория звука. М.: ГИТТЛ, 1955. Т. 2. 475 с.
9. Михайлов И.Г. Основы молекулярной акустики. М.: Наука, 1964. 514 с.
10. Ржевкин С.Н. Курс лекций по теории звука. М.: Изд-во МГУ, 1960. 336 с.
11. Чабан И.А. О затухании колебаний газового пу- зырька в жидкости, связанном с теплообменом // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 1. С. 182–183.
12. Kamiyama Sh., Koike K., Iizuka N. On the flow of a fer- romagnetic fluid in a circular pipe. Report 1. Flow in uniform magnetic field // Bull. ISME. 1979. V. 22. № 171. P. 1205–1211.
13. Kamiyama Sh., Koike K., Iizuka N. On the flow of a fer- romagnetic fluid in a circular pipe. Report 2. Flow in a nonuniform magnetic field // Sci. Repts. Res. Inst. To- hoku Univ. 1980. V. B41. № 323. P. 21–35.
14. Фертман В.Е. Магнитные жидкости — естествен- ная конвекция и теплообмен. Минск: Наука и тех- ника, 1978. 206 с.