

ВЯЗКОСТЬ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ КОЛЕБАНИЯХ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2019 г. В. М. Полунина^а, *, П. А. Ряполов^а, А. И. Жакин^а, Е. В. Шельдешова^а

^аЮго-Западный государственный университет (ЮЗГУ) ул. 50 лет Октября 94, Курск, 305040 Россия

*e-mail: poluninvm1@gmail.com

Поступила в редакцию 13.12.2018 г.

После доработки 18.03.2019 г.

Принята к публикации 20.03.2019 г.

Дана оценка вязкости и ее приращения (“магнитовязкий” эффект) в тонком пристеночном слое столбика магнитной жидкости, совершающей колебания в трубке, при наложении сильного поперечного магнитного поля. Расчет вязкости выполнен по формуле, выведенной на основе двух различных теоретических подходов. Для расчета используются опубликованные экспериментальные результаты, прокомментированные ранее в предположении отсутствия полевой зависимости вязкости. Проводится сравнительный анализ оценок “пристеночной вязкости”, полученных с использованием динамической упругости, а также кривой намагничивания и коэффициента статической упругости. Отмечено значение получаемых результатов по “магнитовязкому” эффекту для диагностики межчастичного агрегирования.

Ключевые слова: магнитная жидкость, вязкость, “магнитовязкий” эффект, частота колебаний, коэффициент затухания колебаний, коэффициент пондеромоторной упругости, намагниченность насыщения

DOI: 10.1134/S0320791919040142

ВВЕДЕНИЕ

В магнитных жидкостях (МЖ) при определенных условиях происходит интенсивное взаимодействие магнитных наночастиц с образованием и распадом агрегатов, что приводит к изменению их физических свойств. Изучение таких процессов в МЖ является трудной задачей, так как обычные методы изучения микроскопических процессов с помощью электронных или атомно-силовых микроскопов происходят в статических условиях, тогда как агрегационные процессы обуславливаются как динамикой МЖ, так и структурой магнитных полей. Поэтому изучение агрегационных процессов в динамических условиях является актуальной задачей. При решении данной проблемы, безусловно, могут быть полезным и продуктивным экспериментальное и теоретическое исследование вопроса об изменении вязкости МЖ в магнитном поле.

В работах [1, 2] проведены измерения и теоретический анализ колебаний столбика магнитной жидкости, удерживаемой магнитной левитацией в трубке в сильном магнитном поле. При этом расчеты, проведенные с использованием модели пондеромоторной упругости с введенной поправкой на сопротивление движущейся вязкой жидкости, сравниваются с экспериментальной кри-

вой намагничивания. Однако в теоретической модели в качестве одного из приближений принимается неизменность вязкости МЖ [2]. Следовательно, открытым остается вопрос о “магнито-вязком” эффекте – приращении вязкости в тонком пристеночном слое МЖ при наложении магнитного поля.

В сдвиговом потоке на твердую частицу действует момент сил, приводящий к ее вращению. Магнитное поле ориентирует магнитный момент частицы и при наличии связи между моментом частицы и частицей затрудняет ее свободное вращение. Это приводит к локальным градиентам скорости жидкости-основы вблизи частиц и вызывает увеличение эффективной вязкости МЖ [3–7]. Насыщение так называемой “вращательной” вязкости наступает, когда сильное поле жестко ориентирует частицы. Фактическое приращение вязкости в сильных магнитных полях для магнетитового образца с объемной концентрацией 0.19–0.24 при пуазейлевском течении по капилляру в перпендикулярном магнитном поле по данным [8] составляет 5–6%.

Для разбавленной МЖ с монокристаллической дисперсной фазой при течении в круглом капилляре в насыщающем магнитном поле, перпендикуляр-

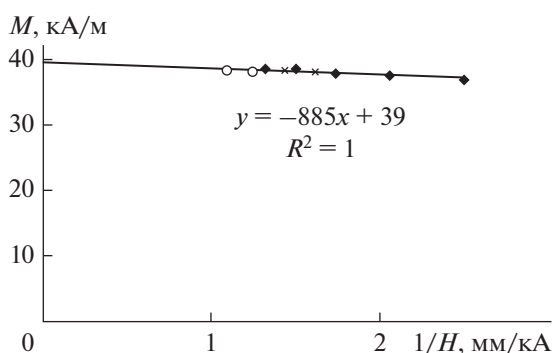


Рис. 1. Зависимость M от $1/H$ для образца МЖ-1.

ном оси капилляра, приращение вязкости, как показано в [5, 6], может составлять:

$$\Delta\eta = \frac{3}{4}\varphi\eta,$$

где φ — гидродинамическая концентрация МЖ. Это соотношение получено в предположении модели “жесткого диполя”, для которой механизм намагничивания осуществляется за счет броуновского вращательного движения. В распределении частиц в реальной МЖ всегда имеется доля относительно мелких магнитных наночастиц ($\leq 5-7$ нм), для которых справедлив неелевский (внутричастичный) механизм перемагничивания. Присутствие таких частиц приводит к уменьшению значения $\Delta\eta$. Теоретическое обоснование различных моделей намагничивания в образовании магнитовязкого эффекта дается в работе [7]. Поэтому к численному значению приращения вязкости, приведенному в [8], следует относиться как к достаточно условному. Кроме того, в настоящей статье ставится задача выявления этого эффекта для данного типа течения — течения в сдвиговой вязкой волне. В отличие от пуазейлевского течения гидродинамический поток приходится на узкую пристеночную область (глубина проникновения вязкой волны по данным [2] составляет 0,75 мм), а этот факт при одинаковом расходе жидкости должен приводить к увеличению скорости “прокачки” жидкости через систему частиц, зафиксированных по направлению сильного магнитного поля. Имея в виду особенности гидродинамики сдвиговой волны, а также возможное взаимодействие частиц и их агрегатов при вращательном движении со стенкой, можно условно ввести для вязкости МЖ в рассматриваемом случае термин “пристеночная вязкость”.

Отсутствие информации по “магнитовязкому” эффекту не позволяет получить достаточно полную картину о физических механизмах колебательного движения магнитожидкостных активных элементов в различных технических устройствах и затрудняет привлечение приобретенного

методического опыта для расширения средств контроля износостойкости и расхода магнитного коллоида.

В настоящем исследовании, являющемся продолжением работ по низкочастотным колебаниям МЖ в сильных магнитных полях [1, 2], с целью расширения физических представлений о колебательном течении МЖ в магнитном поле и диагностики межчастичного агрегирования, предпринимается попытка оценить “магнитовязкий” эффект в тонком пристеночном слое при наложении сильного поперечного магнитного поля. Таким образом, ставится задача за рамками пуазейлевского течения — получить оценку $\Delta\eta$ для сдвигового колебательного процесса. Расчет значения “магнитовязкого” эффекта будет выполнен по формуле, получаемой на основе двух различных теоретических подходов. Используется массив опубликованных экспериментальных результатов комплексного измерения частоты колебаний, коэффициента затухания, намагниченности насыщения и статического смещения столбика МЖ для двух образцов магнитной жидкости, прокомментированный ранее в предположении отсутствия полевой зависимости вязкости [2].

КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА И ПАРАМЕТРОВ ОБРАЗЦОВ В ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТАХ

В отношении поставленной задачи необходимо кратко пояснить основные элементы устройства экспериментальной установки и методики измерений. Экспериментальная установка, предназначенная для измерения частоты колебаний МЖ-столбика, подробно описана в [2] (рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки № 1). В работе использовался лабораторный электромагнит ФЛ-1, между полюсными наконечниками которого размещена трубка с внутренним диаметром $d = 12$ мм, выполненная из оргстекла. Ось трубки проходит вертикально (или горизонтально) через центр межполюсного зазора параллельно поверхности полюсных наконечников. Ось OZ совпадает с осью трубки, а ее начало находится в центре столбика МЖ в положении равновесия.

Существенным обстоятельством полученных зависимостей поперечного значения напряженности магнитного поля $H_x(z)$ является наличие линейного участка на кривых на уровне $z = 57.5$ мм, что позволяет считать градиент напряженности магнитного поля на этом участке $\Delta H_x/\Delta z = \text{const}$. В сильном и неоднородном магнитном поле столбик МЖ принимает форму, близкую к цилиндрической. Расстояние между основаниями цилиндра в проводимом эксперименте составляет $b = 115$ мм. В силу допущения о “тонкости” трубки магнитное поле в точках свободной по-

верхности МЖ направлено по касательной к ней, т.е. имеет только тангенциальную компоненту H_x (перпендикулярно поверхности полюсных наконечников), а градиент напряженности поля направлен перпендикулярно поверхности вдоль оси OZ к ее началу. Максимальное магнитное поле в центре между полюсами электромагнита составляет 900 кА/м.

Образцы используемых магнитных жидкостей МЖ-1 и МЖ-2 синтезированы на основе высокодисперсного магнетита Fe_3O_4 , стабилизированного поверхностно-активным веществом – олеиновой кислотой $C_8H_{17}CH=CH(CH_2)_7COOH$. В образце МЖ-1 в качестве дисперсионной среды – жидкости-носителя – использовался авиационный керосин ТС-1, в образце МЖ-2 – ундекан $C_{11}H_{24}$ – углеводород из класса алканов. Объекты исследования синтезированы в Проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики Ивановского государственного энергетического университета.

Плотности образцов МЖ-1 и МЖ-2, их намагниченность насыщения соответственно равны: $\rho = 1245$ и $\rho = 1227$ кг/м³, $M_s = 39.5$ и $M_s = 40.4$ кА/м. Сдвиговая вязкость η измерена на вискозиметре “Brookfield DV2T”; ее значение для МЖ-1 и МЖ-2 составляет 34.8 и 30.4 мПа с при скорости сдвига 79.2 1/с.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ

В рамках механики сплошных сред, т.е. пренебрегая дисперсностью системы и взаимодействием частиц дисперсной фазы между собой, можно записать уравнение гармонических колебаний с затуханием в виде:

$$M_\omega \frac{d^2\xi}{dt^2} + r'' \frac{d\xi}{dt} + k_p \xi = 0, \tag{1}$$

где ξ – смещение из положения равновесия центра тяжести столбика МЖ в трубке, r'' – активное сопротивление жидкости на внутренней поверхности трубки, k_p – коэффициент пондеромоторной упругости.

Выражение для коэффициента пондеромоторной упругости k_p получено в [1]:

$$k_p = \mu_0 \frac{\pi d^2}{2} \left(M_x \frac{\partial H_x}{\partial z} \right)_{z=b/2}, \tag{2}$$

в котором μ_0 – магнитная постоянная, M_x и $\partial H_x / \partial z$ – соответственно намагниченность и градиент напряженности магнитного поля в месте расположения оснований МЖ-столбика, d – диаметр трубки, b – длина МЖ-столбика.

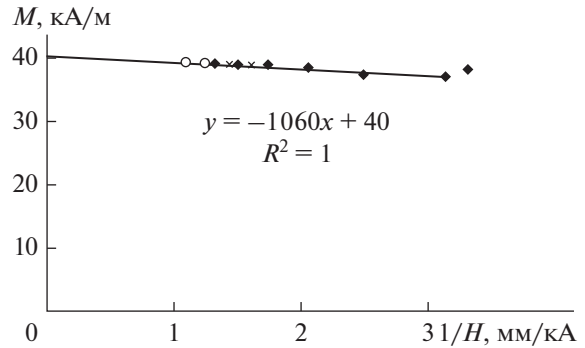


Рис. 2. Зависимость M от $1/H$ для образца МЖ-2.

В источнике [9] приведено выражение для коэффициента сопротивления r'' :

$$r'' = \pi db \sqrt{\rho \eta \omega} / 2. \tag{3}$$

Выражение (3) впервые было получено Гельмгольцем. Ограничением служит отношение длины окружности трубки πd к длине вязкой волны $\lambda' = 2\pi \sqrt{2\eta / \rho \omega}$, при котором оно превышает 10. В нашем случае при максимальной в эксперименте частоте 15.5 Гц это отношение составляет ~7.5.

В уравнении (1) M_ω может быть представлено в виде [9]:

$$M_\omega = m \left(1 + \frac{2}{d} \sqrt{\frac{2\eta}{\rho \omega}} \right), \tag{4}$$

где m – масса жидкости в трубке.

Второе слагаемое в скобках формулы (4) относительно невелико (≈ 0.1), умноженное на массу МЖ оно представляет так называемую “присоединенную массу”, обусловленную вязкостью жидкости.

Перепишем уравнение затухающих колебаний (1) в стандартном виде

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} + 2\beta \frac{d\xi}{dt} + \omega_0^2 \xi = 0, \tag{5}$$

где $2\beta = r' / M_\omega = r' / m \left(1 + \frac{2}{d} \sqrt{\frac{2\eta}{\rho \omega}} \right) = 2\beta_{HE} / \left(1 + \frac{2}{d} \sqrt{\frac{2\eta}{\rho \omega}} \right)$. Под β_{HE} обозначено

$$\beta_{HE} \equiv \frac{1}{d} \sqrt{\frac{2\eta \omega}{\rho}}. \tag{6}$$

Формула (6), полученная на основе выражения Гельмгольца (3), позволяет рассчитать коэффициент затухания колебаний.

В уравнении (5)

$$\omega_0^2 \equiv k_p / M_\omega. \quad (7)$$

Общее решение уравнения (5) имеет известный вид $\xi = Ce^{-\beta t} \cos(\omega t + \psi)$, где C , ψ – произвольные константы, β – коэффициент затухания колебаний, а частота колебаний ω выражается как

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}. \quad (8)$$

После алгебраических преобразований соотношение (8) примет вид

$$\omega^2 = \frac{4k_p}{\pi \rho b d^2 \left(1 + \frac{2}{d} \sqrt{2\eta/\omega\rho}\right)} - \frac{\beta_{HE}^2}{\left(1 + \frac{2}{d} \sqrt{2\eta/\omega\rho}\right)^2}. \quad (9)$$

Пренебрегая вторым членом в правой части (9) и учитывая (2), получим:

$$\begin{aligned} 0.25\pi\omega^2 d^2 b\rho + \pi db\sqrt{\eta\rho\omega^3/2} = \\ = \mu_0 \frac{\pi d^2}{2} \left(M_x \frac{\partial H_x}{\partial z} \right)_{z=b/2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Имеется и другой подход при решении данной задачи, он основан на применении закона сохранения энергии в колебательной системе [2]. По мере колебаний колебательная энергия столбика МЖ с пондеромоторной упругостью уменьшается. Примем в начальный момент времени значение кинетической энергии максимальным E_{k0} . С учетом формулы для диссипации энергии, обусловленной возвратно-поступательным течением столбика вязкой жидкости по трубке [10], потенциальная энергия колебательного движения спустя четверть периода может быть представлена так:

$$\frac{k_p \Delta z_{01}^2}{2} = \frac{k_p \Delta z_0^2}{2} - \frac{\pi^2 b d}{2} \sqrt{\frac{\omega^3 \eta \rho}{2}} \frac{\Delta z_0^2}{2}, \quad (11)$$

где Δz_0 и Δz_{01} – амплитуды смещения в начальный момент и спустя четверть периода.

Если произвести в левой части (11) переход: $\Delta z_{01} \rightarrow \Delta z_0$, а $k_p \rightarrow (k_p + \delta_\eta)$, и потребовать, чтобы равенство формально не нарушалось, то получим:

$$\frac{(k_p + \delta_\eta) \Delta z_0^2}{2} = \frac{k_p \Delta z_0^2}{2} - \frac{\pi^2 b d}{2} \sqrt{\frac{\omega^3 \eta \rho}{2}} \frac{\Delta z_0^2}{2}. \quad (12)$$

Здесь δ_η – поправка к пондеромоторному коэффициенту упругости, обусловленная течением вязкой жидкости:

$$\delta_\eta = -\frac{\pi^2}{2\sqrt{2}} b d \sqrt{\omega^3 \eta \rho}. \quad (13)$$

Однако, полученная для δ_η формула дает оценку “сверху” – максимальное по истечении четверти периода значение. Коэффициент вязкой

упругости k_η представляет “среднее полупериодное” гармонической функции от максимального значения, т.е. $k_\eta = \frac{2}{\pi} \delta_\eta$. Кроме того, ранее полагалось, что вязкость МЖ не зависит от напряженности магнитного поля. Допуская такую зависимость, заменим обозначение η на η_H . Поэтому:

$$k_\eta = -\pi b d \sqrt{\omega^3 \eta_H \rho / 2}. \quad (14)$$

Тогда уравнение (17) в статье [2] (с учетом $v \rightarrow \omega$) примет вид:

$$\begin{aligned} \mu_0 \frac{\pi d^2}{2} \left(M_x \frac{\partial H_x}{\partial z} \right)_{z=b/2} = \\ = 0.25\pi\omega^2 \rho b d^2 + \pi b d \sqrt{\omega^3 \eta_H \rho / 2}. \end{aligned} \quad (15)$$

Уравнение (15) совпадает с полученным выше выражением (10). После элементарных алгебраических операций с уравнением (15) нетрудно получить формулу для расчета вязкости:

$$\eta_H = \frac{1}{v^3} \left[\frac{\mu_0 d M_x}{4b\pi\sqrt{\pi\rho}} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} \right)_{z=b/2} - \frac{\sqrt{\pi\rho} d v^2}{2} \right]^2. \quad (16)$$

Внесение магнитного тела (столбика магнитной жидкости) в неоднородное магнитное поле изменяет его топографию, а, следовательно, величину градиента магнитного поля, который был измерен в отсутствие магнитного тела. Поэтому для определения коэффициента пондеромоторной упругости был предложен альтернативный метод на основе статического смещения столбика МЖ, который заключается в том, что на столбик МЖ оказывается гидростатическое давление [2]. Под действием гидростатического давления, обусловленного разностью уровней воды в коленях U-образной трубки, происходит смещение столбика МЖ до установления равновесия:

$$\rho_w g \Delta h = 4k_s \Delta z / \pi d^2, \quad (17)$$

где k_s – коэффициент статической упругости, ρ_w – плотность воды, Δh – разность уровней воды в коленях U-образной трубки, Δz – смещение столбика МЖ под действием гидростатического давления, g – ускорение свободного падения.

Коэффициент статической упругости k_s является численным эквивалентом коэффициента пондеромоторной упругости k_p и может быть использован для определения силового воздействия неоднородного магнитного поля на намагниченную жидкость.

Из (17) получим:

$$k_s = \pi d^2 \rho_w g (\Delta h / 4 \Delta z). \quad (18)$$

Таблица 1

Образец	H_0 , кА/м	H_* , кА/м	$\Delta H_x/\Delta z$, МА/м ²	ν , Гц	M'_x , кА/м	M''_x , кА/м	η'_H , Па с	η''_H , Па с	$\Delta\eta'_H$, Па с	$\Delta\eta''_H$, Па с	$\Delta\eta'_H/\eta$	$\Delta\eta''_H/\eta$
МЖ-1	800	619	14.2	14.5	38.3	38.0	0.048	0.043	0.013	0.009	0.4	0.3
МЖ-2				14.6	39.1	38.7	0.069	0.059	0.039	0.029	1.3	1.0
МЖ-1	900	686	15.9	15.3	38.4	38.2	0.052	0.047	0.017	0.013	0.5	0.4
МЖ-2				15.5	39.3	38.9	0.066	0.057	0.036	0.027	1.2	0.9

Таблица 2

Образец	H_0 , кА/м	H_* , кА/м	$\Delta H_x/\Delta z$, МА/м ²	ν , Гц	β , с ⁻¹	β'_{HE} , с ⁻¹	β''_{HE} , с ⁻¹
МЖ-1	900	686	15.9	15.3	9.5	7.5	7.1
МЖ-2				15.5	9.4	8.5	7.9

Уравнение (15) может быть переписано в виде:

$$\begin{aligned} \pi d^2 \rho_w g (\Delta h / 4 \Delta z) &= \\ = 0.25 \pi \omega^2 \rho b d^2 + \pi b d \sqrt{\omega^3 \eta_H \rho / 2}. \end{aligned} \quad (19)$$

Откуда следует формула для расчета вязкости магнитной жидкости, использующая результаты измерений статического коэффициента упругости гидростатическим методом и динамического коэффициента упругости колебательной системы — акустическим методом, включающим определение частоты колебаний:

$$\eta_H = \left[\frac{d \rho_w g (\Delta h / \Delta z)}{8 b \sqrt{\pi^3 \nu^3 \rho}} - \frac{d \sqrt{\pi \nu \rho}}{2} \right]^2. \quad (20)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 1 и 2 приведены графики зависимостей намагниченности жидкостей МЖ-1 и МЖ-2 от H^{-1} в окрестности магнитного насыщения, взятые из статьи [2]. Экспериментальные данные по M получены для магнитного поля ≤ 750 кА/м. Кружками на рисунках выделены значения намагниченности, соответствующие обратной величине напряженности магнитного поля $1/H_0$: $1/800$ и $1/900$ м/кА. Крестиками показаны значения намагниченности, соответствующие обратной величине напряженности магнитного поля по краям столбика МЖ $1/H_*$: $1/619$ и $1/686$ м/кА. Формулы на рисунках, аналитически отражающие линейную аппроксимацию рассматриваемой зависимости, позволяют рассчитать численные значения M_x и получить эти значения M'_x и M''_x для приведенных значений $1/H_0$ и $1/H_*$. С учетом полученных значений M_x по формуле (16) рассчиты-

ваются значения вязкости в пристеночном слое в сильном поперечном магнитном поле η'_H и η''_H .

Полученные результаты для η'_H представляют оценку “сверху”, поскольку при этом используются значения M_x , выбранные для максимального магнитного поля в межполюсном зазоре H_0 . В то же время, результаты η''_H дают оценку “снизу”, так как они рассчитаны для минимального значения напряженности магнитного поля, относящегося к границам столбика МЖ.

В табл. 1 приводятся используемые сочетания значений параметров магнитного поля: H_0 — напряженность магнитного поля в центре между полюсами электромагнита, H_* — напряженность магнитного поля и $\Delta H_x/\Delta z$ — градиент напряженности у основания МЖ-столбика. Показаны также: частота колебаний столбика МЖ ν , M'_x , M''_x , рассчитанные значения η'_H , η''_H , приращения вязкости в магнитном поле (“магнитовязкий эффект”) $\Delta\eta'_H$, $\Delta\eta''_H$ и относительное значение данных параметров $\Delta\eta'_H/\eta$, $\Delta\eta''_H/\eta$.

По оценкам “пристеночной вязкости” “сверху” и “снизу” рассчитывается их вклад в коэффициент затухания колебаний. В табл. 2 приведены экспериментальные значения коэффициента затухания β , взятые из [2]. Там же показаны значения β'_{HE} и β''_{HE} , рассчитанные по формуле (6) с использованием η'_H и η''_H соответственно.

В табл. 3 приведены: H_0 — напряженность магнитного поля; ν — частота колебаний столбика МЖ; $\Delta h/\Delta z$ — отношение разности уровней воды в коленях U-образной трубки Δh к смещению столбика МЖ под действием статического давления Δz ; рассчитанные по формуле (20) значения

Таблица 3

Образец	H_0 , кА/м	ν , Гц	$\Delta h/\Delta z$	η_H , Па с	$\Delta\eta_H$, Па с	$\Delta\eta_H/\eta$	β , с ⁻¹	β_{HE} , с ⁻¹
МЖ-1	900	15.3	158	0.057	0.022	0.6	9.5	7.8
МЖ-2		15.5	160	0.063	0.033	1.1	9.4	8.3

η_H ; приращения вязкости в магнитном поле (“магнитовязкий” эффект) $\Delta\eta_H$; относительное значение данного параметра $\Delta\eta_H/\eta$.

Полученные значения $\Delta\eta_H'$, $\Delta\eta_H''$ и $\Delta\eta_H$ характеризуют “магнитовязкий” эффект [6,7], проявляющийся в данном случае в тонком пристеночном слое МЖ.

Сравнивая значения параметров: η_H' , η_H'' и η_H ; $\Delta\eta_H'$, $\Delta\eta_H''$ и $\Delta\eta_H$; $\Delta\eta_H'/\eta$, $\Delta\eta_H''/\eta$ и $\Delta\eta_H/\eta$, приведенные в табл. 1, 2 и 3, можно отметить их количественную близость, что подтверждает справедливость теоретических подходов, используемых при получении формул (16) и (20), а также обоснованность предположения о количественной эквивалентности введенных в [1, 2] коэффициентов пондеромоторной и статической упругости.

В табл. 3 приведены значения измеренных и рассчитанных по формуле (6) с использованием η_H коэффициентов затухания колебаний β и β_{HE} . Численные значения данных параметров находятся в том же соотношении, что и значения β , β'_{HE} и β''_{HE} , представленные в табл. 2. Результаты расчета свидетельствуют, во-первых, что полученные значения “пристеночной вязкости” не приводят к превышению экспериментального результата β , что, в свою очередь, можно отнести к физическому обоснованию предложенной модельной теории. А во-вторых, наличие превышения β над β_{HE} , β'_{HE} и β''_{HE} на ~15% фактически отражает присутствие и других механизмов диссипации энергии в колебательной системе (в частности, излучение упругой энергии в элементы конструкции установки и окружающую среду).

Отмеченное выше ограничение применяемых теорий позволяет предпочесть значение рассчитанных параметров, принадлежащее наибольшей напряженности магнитного поля 900 кА/м, при котором получено максимальное значение частоты колебаний и минимальная длина вязкой волны. Вместе с тем, для интерпретации различия значений “пристеночной вязкости” образцов МЖ-1 и МЖ-2 необходимы данные об особенностях их структуры, отсутствующие в опубликованной работе [2].

Есть одно принципиальное различие рассмотренных методов определения “пристеночной вязкости” МЖ в сильном магнитном поле, кото-

рое состоит в следующем. При использовании статического (гидростатического) метода определения коэффициента упругости колебательной системы и совмещении его с методом измерения динамического коэффициента упругости, получаемого на основе измерений частоты колебаний, не требуется проводить сложные измерения напряженности и градиента напряженности магнитного поля, получения кривой намагниченности. К тому же перечисленные измерения характеризуются большой суммарной погрешностью. Единственное условие, выполнение которого обязательно, – это одинаковость всех магнитных, барических и температурных параметров в опытах при статическом и динамическом измерениях.

Получение информации по “пристеночной вязкости” для МЖ, синтезируемых по новым технологиям с целью разнообразия несущей среды, концентрации и размеров магнитных наночастиц, представляется важным и в связи с проблемой агрегации в магнитных коллоидах. Открываются дополнительные возможности для диагностики межчастичного агрегирования, к проявлению которого оказывается весьма чувствительным “магнитовязкий” эффект в тонком пристеночном слое при наложении на МЖ сильного магнитного поля.

Проведение экспериментальных исследований $\Delta\eta$ для вязкой волны в сравнении с паузейлевским течением на одинаковых образцах МЖ может позволить перейти к теоретическому моделированию этого процесса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты и выводы статьи можно сформулировать следующим образом:

– впервые дана оценка приращения вязкости (“магнитовязкого” эффекта) в тонком пристеночном слое столбика магнитной жидкости, совершающей колебания в трубке, при наложении сильного поперечного магнитного поля;

– расчет значения “пристеночной вязкости” выполнен по формуле, полученной на основе двух различных теоретических подходов;

– использован массив опубликованных ранее экспериментальных результатов комплексного измерения частоты колебаний, коэффициента затухания, намагниченности насыщения и статического смещения столбика МЖ для двух образцов жидкости;

– по оценкам “пристеночной вязкости” “сверху” и “снизу”, полученных с использованием кривой намагничивания, а также с привлечением результатов статического смещения столбика МЖ рассчитывается их вклад в коэффициент затухания колебаний;

– открываются дополнительные возможности для диагностики межчастичного агрегирования, к проявлению которого оказывается весьма чувствительным “магнитовязкий” эффект в тонком пристеночном слое при наложении на МЖ сильного магнитного поля;

– в расчетах не учитывается переходный тонкий слой прохождения вязкой волны, поскольку принимается, что в колебательном движении участвует весь столбик МЖ;

– применимость полученных соотношений для оценки η_H может быть расширена, например, за счет увеличения градиента напряженности магнитного поля, позволяющего получить более высокую частоту колебаний столбика МЖ.

Работа выполнена в рамках проектной части госзадания Министерства образования и науки РФ. Код проекта 3.2751.2017/ПЧ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Полунин В.М., Ряполов П.А., Платонов В.Б., Кузько А.Е.* Свободные колебания магнитной жидкости в сильном магнитном поле // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 3. С. 302–307.
2. *Полунин В.М., Ряполов П.А., Платонов В.Б., Шельдешова Е.В., Карпова Г.В., Арефьев И.М.* Упругость магнитной жидкости в сильном магнитном поле // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 4. С. 371–379.
3. *Mc. Taque J.P.* Magnetoviscosity of magnetic colloids // J. Chem. Phys. 1969. V. 51. № 1. P. 133–136.
4. *Rosensweig R.E., Kaiser R., Miskolezy G.* Viscosity of Magnetic Fluid in a Magnetic Field // J. Colloid and Interface Science. 1969. V. 29. № 4. P. 680–686.
5. *Шлиомис М.И.* Эффективная вязкость магнитных суспензий // ЖЭТФ. 1971. Вып. 6(12). С. 2411–2418.
6. *Шлиомис М.И.* Магнитные жидкости // Успехи физ. наук. 1974. Т. 112. № 3. С. 427–459.
7. *Цеберс А.О.* О моделях намагничивания коллоида ферромагнетика в гидродинамическом потоке // Магн. гидродинамика. 1975. № 4. С. 37–44.
8. *Майоров М.М.* Измерение вязкости феррожидкости в магнитном поле // Магн. гидродинамика. 1980. № 4. С. 11–18.
9. *Ржевкин С.Н.* Курс лекций по теории звука. М.: Изд-во МГУ, 1960. 336 с.
10. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. Т. 6. 736 с.