

О ЗАВИСИМОСТИ ВЯЗКОСТИ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ
ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ МАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ, ТЕМПЕРАТУРЫ
И МАГНИТНОГО ПОЛЯ© 2021 г. А. К. Зарипов^{а,*}, А. Убайди^б^а Таджикский национальный университет, Душанбе 734025, Таджикистан^б Бадахшанский университет, Бадахшан, Файзабад, Афганистан

*e-mail: afzal.z@mail.ru

Поступила в редакцию 12.02.2021 г.

После доработки 12.03.2021 г.

Принята к публикации 15.03.2021 г.

С использованием аналитического выражения для коэффициента сдвиговой вязкости, полученного методом неравновесной статистической теории, исследованы зависимости вязкости магнитных жидкостей на основе керосина и воды от концентрации, температуры и напряженности внешнего магнитного поля. Показано, что проведенные расчеты на основе выражения для коэффициента сдвиговой вязкости в согласии с экспериментами демонстрируют нелинейный рост вязкости с увеличением концентрации и ее падение с повышением температуры. При учете диполь-дипольного взаимодействия магнитных частиц и их взаимодействия с внешним магнитным полем выявлен магнитовязкий эффект в исследуемых магнитных жидкостях и получено качественное согласие расчетов с экспериментальными данными.

Ключевые слова: магнитная жидкость, магнитовязкость, магнитное поле, статистическая теория

DOI: 10.31857/S0044453721100332

Уникальность магнитной жидкости в том, что, помещая ее во внешнее магнитное поле, и изменяя величину поля, контролируемо можно менять ее реологические свойства. Когда внешнее магнитное поле отсутствует, магнитная жидкость представляет обычный коллоидный раствор. Ее вязкость в этом случае зависит только от содержания дисперсной магнитной фазы. Присутствие магнитного поля приводит к резкому (в десятки раз) возрастанию вязкости магнитной жидкости.

В коллоидных суспензиях присутствующие твердые магнитные частицы вносят возмущение в поле скоростей несущей жидкости и приводят к дополнительным напряжениям в жидкости. В связи с этим коллоидная система обладает эффективной вязкостью, отличающейся от вязкости жидкости-основы. Впервые теорию эффективной вязкости разбавленных суспензий, в которой гидродинамическими взаимодействиями твердых частиц можно пренебречь, разработал А. Эйнштейн [1], и получил выражение:

$$\eta = \eta_0(1 + 2.5\varphi), \quad (1)$$

где η_0 — вязкость несущей жидкости, φ — объемная концентрация твердых включений.

Формула (1) может удовлетворительно описать вязкость суспензий только при малых значениях объемной концентрации φ (в пределах 2%). Для суспензий с более высокой концентрацией φ , где гидродинамические возмущения существенны, эта формула становится непригодной. Позже Муни [2], а также Кригер и Догерти [3], учитывая взаимодействия соседних коллоидных частиц, получили формулы, которые описывают вязкость суспензий в более широком диапазоне концентраций. Бэтчелор [4], учитывая влияние броуновского движения твердых сферических частиц на объемное напряжение изотропной суспензии, получил квадратичную зависимость для вязкости:

$$\eta = \eta_0(1 + 2.5\varphi + 6.2\varphi^2).$$

Для концентрированных магнитных жидкостей Розенцвейгом [5] было предложено выражение с двумя константами в виде:

$$\eta = \eta_0 \frac{1}{1 + a\varphi + b\varphi^2}. \quad (2)$$

При малых значениях φ переход выражения (2) в (1) происходит при $a = -2.5$. При максимальной концентрации частиц, соответствующей плотной упаковке сфер $\varphi_m = 0.74$, суспензия отвердевает,

и отношение η_0/η стремится к нулю. Следовательно, принимая $1 + a\varphi + b\varphi_m^2 = 0$, получим $b = 1.55$. Таким образом, выражение (2) переходит к виду:

$$\eta = \eta_0 / (1 - 2.5\varphi + 1.55\varphi_m^2). \quad (3)$$

Также для описания вязкости концентрированных магнитных жидкостей широко используются модель Чонга [6] и его модифицированная формула, хорошо согласующаяся с экспериментальными данными [7, 8]:

$$\eta = \eta_0 \left(1 + 2.25 \frac{\varphi}{1 - \varphi/\varphi_m} \right)^2.$$

В обзорной статье [9] приведен перечень теоретических и эмпирических формул, использующихся для определения вязкости суспензий, и показано, что при не слишком больших концентрациях все эти формулы переходят к соотношению:

$$\eta = \eta_0(1 + a\varphi + b\varphi^2).$$

Однако, для суспензий с разными твердыми включениями коэффициенты a и b не являются универсальными и, в зависимости от свойства и параметров дисперсных частиц, могут принимать различные значения.

Из анализа литературных данных можно заключить, что существующие феноменологические теории описывают зависимость эффективной вязкости обычных суспензий и магнитных жидкостей лишь от концентраций твердых частиц, а неуниверсальность коэффициентов a и b для различных суспензий показывает, что они могут зависеть от размеров частиц, их природы и других характеристик. Следует отметить, что в рамках феноменологической теории не удается получить выражения для вязкости, явно зависящего от структурных параметров системы. Адекватная теория, позволяющая определить вязкость как функцию молекулярных параметров системы, должна быть основана на методах статистической физики.

Цель настоящей работы – исследование зависимости коэффициентов вязкости магнитных жидкостей от концентрации и других параметров на основе метода статистической теории.

ЗАВИСИМОСТЬ ВЯЗКОСТИ ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ

Нами ранее в [10] на основе метода молекулярно-кинетической теории для модели двухкомпонентной магнитной жидкости были получены кинетические уравнения для одно- и двухчастичной функции распределения частиц, учитывающие вклады пространственных корреляций плотности и корреляции скоростей. На основе кинетических

уравнений была получена система уравнений обобщенной гидродинамики и с использованием молекулярного выражения тензора напряжения, входящего в эти уравнения, было получено выражение для динамического коэффициента сдвиговой вязкости магнитных жидкостей. На основе полученного выражения была исследована частотная дисперсия сдвиговой вязкости магнитных жидкостей в широком диапазоне изменения частоты внешнего возмущения при различных значениях концентрации и величины внешнего магнитного поля, и показано, что полученные результаты согласуются с литературными данными и теоретическими моделями [11]. Теперь рассмотрим зависимости коэффициента сдвиговой вязкости магнитных жидкостей от параметров состояния системы при фиксированных значениях частоты внешнего возмущения.

Для исследования вязкостных свойств магнитных жидкостей будем исходить из полученного в [10] выражения для коэффициента сдвиговой вязкости, которое имеет вид:

$$\begin{aligned} \eta_s(\omega) = & \sum_{i=f,s} \frac{n_i k T \tau_{li}}{1 + (\omega \tau_{li})^2} + \\ & + \sum_{i=f,s} \frac{n_i^2 \sigma_i^3}{120\pi} \int_0^\infty \frac{\partial \Phi_i}{\partial r} \int_0^\infty G_i(r, r_1, \omega) \frac{\partial g_i}{\partial r_1} dr_1 dr + \\ & + \frac{n_f^2 \sigma_f^3}{360\pi} \int_0^\infty \frac{\partial \Phi_f}{\partial r} \int_0^\infty G_f(r, r_1, \omega) \frac{\mu_0}{\beta_f} (\mathbf{m} \nabla) \frac{\partial H}{\partial v} \frac{\partial g_f}{\partial r_1} dr_1 dr, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} G_i(r, r_1, \omega) = & \frac{\tau_{0i}}{2} \left(\frac{2}{\omega \tau_{0i}} \right)^{1/2} \times \\ & \times \left[(\sin \varphi_{1i} - \cos \varphi_{1i}) e^{-\varphi_{1i}} - \right. \\ & \left. - (\sin \varphi_{2i} - \cos \varphi_{2i}) e^{-\varphi_{2i}} \right], \\ \varphi_{(1,2)i}(r, r_1, \omega) = & \left(\frac{\omega \tau_{0i}}{2} \right)^{1/2} (r \mp r_1), \end{aligned}$$

$\tau_{li} = m_i/2\beta_i$ – время трансляционной релаксации вязкого тензора напряжений; $\tau_{0i} = \beta_i \sigma_i^2 / 2kT$ – феноменологическое время структурной релаксации; n_i , σ_i , β_i , Φ_i и g_i – соответствующие i -й подсистеме значения числовой плотности, диаметра частицы, коэффициента трения, потенциальной энергии и радиальной функции распределения; ω – частота внешнего возмущения, μ_0 – магнитная постоянная, \mathbf{m} – вектор магнитного момента магнитных частиц, H – внешнее магнитное поле, k – постоянная Больцмана, T – температура системы.

В (4) потенциальная часть определяется посредством равновесных значений потенциальных энергий Φ_i и радиальных функций распределе-

ния g_i , которые известны в литературе. В [10] потенциальная энергия молекулярной подсистемы была выбрана в виде потенциала Штокмайера. Для магнитной подсистемы взаимодействие феррочастиц представим в виде суммы потенциалов Леннард-Джонса, диполь-дипольного взаимодействия и потенциала внешнего магнитного поля. Аналогично радиальные функции распределения подсистемы выбираем в соответствии с потенциальной энергией каждой подсистемы.

Таким образом, выражение (4) с учетом выражений для потенциальных энергий и радиальных функций распределения переходит к следующему удобному виду для проведения численных расчетов:

$$\eta_s(\omega) = \sum_{i=f,s} \frac{n_i k T \tau_{li}}{1 + (\omega \tau_{li})^2} + \sum_{i=f,s} \frac{4 \epsilon_i n_i^2 \sigma_i^3}{k T} J_{si}, \quad (5)$$

где

$$J_{ss} = \int_0^{\infty} (r^{-5} - 2r^{-11}) dr \int_0^{\infty} G_s(r, r_1, \omega) y_s(\rho^*) \times \\ \times \exp \left[-\frac{\Phi_s^{L-J}}{k T} \right] \left[\left(\frac{96 \pi \epsilon_s}{5} (2r_1^{-11} - r_1^{-5}) + \frac{6p^2}{5 \epsilon \epsilon_0 \sigma_s^3 r_1^2 a_s} \right) \frac{\text{sh } a_s}{a_s} - \frac{6p^2}{5 \epsilon \epsilon_0 \sigma_s^3 r_1^2} \frac{\text{ch } a_s}{a_s} \right] dr_1, \\ J_{sf} = \int_0^{\infty} (r^{-5} - 2r^{-11}) dr \int_0^{\infty} G_f(r, r_1, \omega) \times \\ \times \exp \left[-\frac{\Phi_f^{L-J}}{k T} \right] \left(1 + \frac{\mu_0 m H \tau_{0f}}{3 \beta_f l^2} \right) \times \\ \times \left[\left(\frac{96 \pi \epsilon_f}{5} (2r_1^{-11} - r_1^{-5}) + \frac{6 \mu_0 m^2}{5 \sigma_f^3 r_1^2 a_f} \right) \frac{\text{sh } a_f}{a_f} - \frac{6 \mu_0 m^2}{5 \sigma_f^3 r_1^2} \frac{\text{ch } a_f}{a_f} \right] dr_1, \\ a_s = \frac{p^2}{2 \pi \epsilon \epsilon_0 \sigma_s^3 r_1^3 k T}, \\ a_f = \frac{\mu_0 m^2}{2 \pi \sigma_f^3 r_1^3 k T} + \frac{\mu_0 m H}{k T},$$

ϵ_f и ϵ_s — глубины потенциальных ям соответствующих подсистем, $y_s(\rho^*) = (2 - \rho_s^*) / (2(1 - \rho_s^*))^3$, $\rho_s^* = \pi \sigma_s^3 n_s / 6$, l — характерный размер системы.

Раскрывая суммы в (5) и учитывая $n_s = \frac{\rho_s N_A}{\mu_s} (1 - \varphi)$, $n_f = \frac{\rho_f N_A}{\mu_f} \varphi$, получим:

$$\eta_s = \frac{k T \tau_{ls}}{1 + (\omega \tau_{ls})^2} \frac{\rho_s N_A}{\mu_s} (1 - \varphi) + \\ + \frac{k T \tau_{lf}}{1 + (\omega \tau_{lf})^2} \frac{\rho_f N_A}{\mu_f} \varphi + \\ + \frac{4 \epsilon_s \sigma_s^3 \rho_s^2 N_A^2}{k T \mu_s^2} J_{ss} (1 - \varphi)^2 + \frac{4 \epsilon_f \sigma_f^3 \rho_f^2 N_A^2}{k T \mu_f^2} J_{sf} \varphi^2 = \quad (6) \\ = \eta_{ss} (1 + 2.5\varphi) + (\eta_{sfp} + (\eta_{sfk} - \\ - \eta_{ssp} - 3.5\eta_{ss}) / \varphi + \eta_{sfp}) \varphi^2.$$

Как видно из (6), в пределе $\varphi \rightarrow 0$, если не учитывать слагаемое, пропорциональное φ^2 , выражение для коэффициента сдвиговой вязкости переходит в известное выражение Эйнштейна (1). Однако, следует отметить, что в (6) вязкость магнитной жидкости существенно зависит от концентрации, плотности несущей жидкости, температуры, диаметра магнитных частиц, потенциалов взаимодействия и других молекулярных параметров.

Для магнитной жидкости на основе керосина при $\sigma_f = 3.7$ нм, $\epsilon_f = 0.37 k T$, $\rho_f = 5340$ кг/м³, $\rho_s = 800$ кг/м³, $T = 293$ К, $m = 10^{-20}$ Дж/Тл, $p = 8.3 \times 10^{-30}$ Кл м, $H = 0$ выражение (6) переходит к следующему виду:

$$\eta_s = 0.0011 - 0.0022\varphi + 0.05\varphi^2. \quad (7)$$

Далее, на основе (6) и (7) проведен численный расчет коэффициента сдвиговой вязкости магнитных жидкостей с частицами Fe₃O₄, приготовленных на основе керосина и воды. Все дальнейшие вычисления проведены в гидродинамическом режиме при фиксированном значении частоты $\omega = 10^5$ Гц. На рис. 1 представлены результаты экспериментальных и теоретических расчетов зависимости относительной вязкости магнитной жидкости на основе керосина от концентрации при $T = 293$ К; значками обозначены результаты экспериментальных исследований, проведенных в [7, 8, 12] для концентрированных магнитных жидкостей на основе керосина; проведено их сравнение с теоретическими и эмпирическими моделями. Здесь и далее при воспроизведении экспериментальных результатов предел ошибок не превышает размер используемых значков.

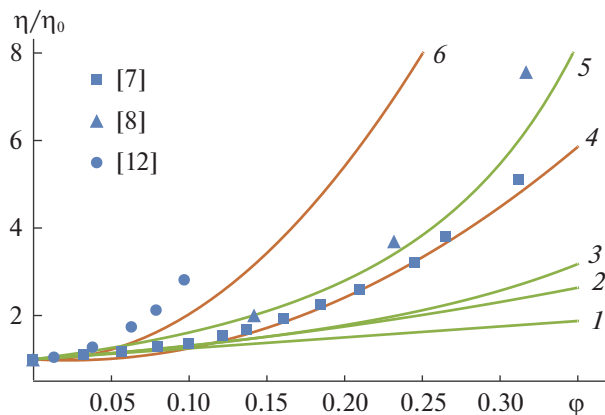


Рис. 1. Зависимости η/η_0 от объемной концентрации ϕ для магнитной жидкости на основе керосина: 1 – формула Эйнштейна, 2 – Бэтчелора, 3 – Розенцвейга, 4 – выражение (7), 5 – модифицированная модель Чонга, 6 – выражение (6) при $\sigma_f = 5$ нм.

Как видно, теоретические модели идеальных магнитных жидкостей с невзаимодействующими частицами не могут удовлетворительно описать вязкость концентрированных магнитных жидкостей.

Известно, что в получаемых магнитных жидкостях имеется широкий разброс в размерах ферромагнитных частиц, и для каждой магнитной жидкости имеется свой характерный средний размер феррочастицы. В зависимости от величины среднего размера феррочастиц у разных изготовителей для магнитной жидкости с одной и той же жидкостью-носителем и одной и той же концентрацией получаются различные значения вязкости [13]. Вопрос получения магнитной жидкости с определенным значением характерного среднего размера магнитных зерен принципиально важен, поскольку незначительное отклонение этого значения приводит к резкому изменению ее свойств в сторону ухудшения.

В связи с этим при теоретических расчетах приходится выбирать такие значения для среднего размера магнитных частиц, которые позволяют интерпретировать экспериментальные результаты. На это указывает ход кривых 4 и 6 на рис. 1. При $\sigma_f = 3.7$ нм результаты расчетов по формуле (6) согласуются с результатами [7, 8], а когда $\sigma_f = 5$ нм эти результаты приближаются к экспериментальным данным [12]. При $\sigma_f = 5$ нм коэффициенты в выражении (7) немного изменяются: $\eta_s = 0.0017 - 0.00182\phi + 0.15\phi^2$.

Также проведены численные расчеты на основе (6) для магнитной жидкости на основе воды при $\sigma_f = 5$ нм, $\rho_f = 5340$ кг/м³, $\rho_s = 1000$ кг/м³,

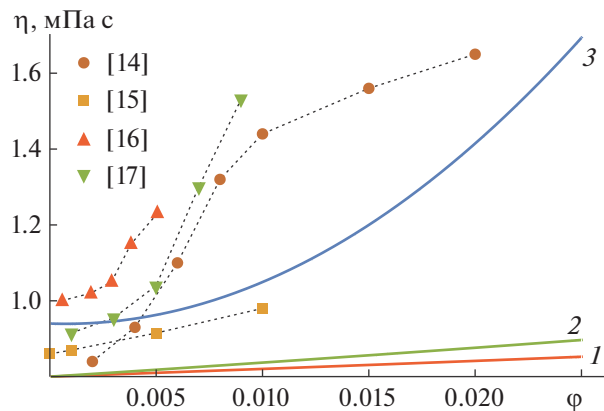


Рис. 2. Зависимости η от объемной концентрации ϕ для магнитной жидкости на основе воды: 1 – формулы Эйнштейна, Бэтчелора и Розенцвейга, 2 – модифицированная модель Чонга, 3 – выражение (6) при $\sigma_f = 5$ нм.

$T = 293$ К, $m = 10^{-20}$ Дж/Тл, $p = 6.2 \times 10^{-30}$ Кл м, $H = 0$. Результаты этих расчетов и их сравнение с теоретическими моделями и экспериментальными данными [14–17] представлены на рис. 2. Хотя с увеличением концентрации наблюдается одинаковый ход возрастания вязкости, экспериментальные значения, как в сравнении с полученными с использованием теоретических моделей, так и друг с другом, существенно отличаются (до 36%). По-видимому, это связано со структурными особенностями воды и трудным подбором соотношения между магнетитом и стабилизатором, так как малое отклонение от оптимального значения приводит к резкому ухудшению свойств магнитной жидкости [18].

Таким образом, аналитическое выражение для коэффициента сдвиговой вязкости, полученное на основе статистической теории, с учетом молекулярно-структурных параметров системы в широком диапазоне изменения концентрации магнитных частиц, удовлетворительно может описать вязкость магнитных жидкостей.

ЗАВИСИМОСТЬ ВЯЗКОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Все классические теории определяют вязкость суспензий только как функцию концентрации твердых частиц. В этих теориях температурная зависимость вязкости разбавленных суспензий обычно принимается равной температурной зависимости вязкости жидкой основы. Согласно [9], для многих суспензий с разными твердыми включениями вязкость от температуры не зависит, т.е. в этих экспериментах температурные зависимости вязкости суспензий и жидкости-основы одинаковы. Также экспериментальные иссле-

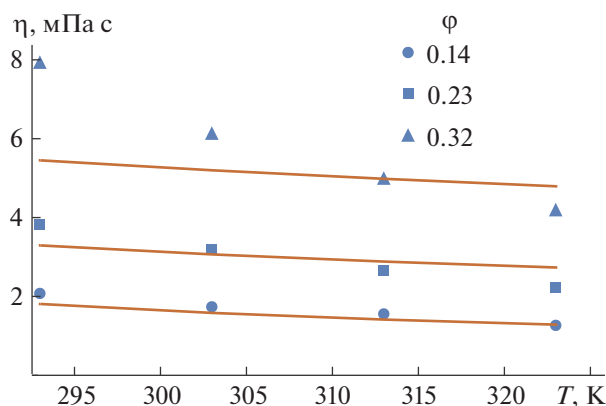


Рис. 3. Зависимости коэффициента вязкости от температуры для магнитной жидкости на основе керосина.

дования температурной зависимости вязкости низкоконцентрированных ($\varphi < 0.03$) магнитных жидкостей показали, что определяющей является температурная зависимость жидкости-основы. Поскольку до сих пор последовательная теория, описывающая вязкость жидкостей, отсутствует, обычно для описания зависимости вязкости от температуры используют различные полуэмпирические корреляции [19]. Температурную зависимость вязкости разбавленных магнитных жидкостей удовлетворительно можно описать формулой Андраде $\eta = A \exp(B/T)$, где коэффициенты A и B зависят от молекулярных параметров жидкости. Экспериментальные исследования магнитной жидкости на основе силиконового масла при $\varphi = 0.183$ [20], и среднеконцентрированной магнитной жидкости на основе керосина [21] показали, что зависимость вязкости от температуры хорошо описывается формулой Андраде.

В [10] при выводе кинетических уравнений для одно- и двухчастичной функций распределения, следуя работам [22, 23], мы магнитную жидкость рассматривали как совокупность двух независимых подсистем, состоящих из молекул жидкостеносителя и твердых феррочастиц. Частицы каждой подсистемы двигаются со своей скоростью, обладая своим парциальным давлением и температурой, т.е. кинетической энергией. При этом температура в каждой подсистеме выравнивается за очень короткое время, и быстро начинается процесс выравнивания температур в системе. Поэтому при выводе выражений и в численных расчетах температуру каждой подсистемы принимали равной температуре системы.

В выражении (5) коэффициент сдвиговой вязкости сложным образом зависит от температуры. Кинетическая часть, обусловленная кинетическим механизмом переноса импульса в жидкостях,

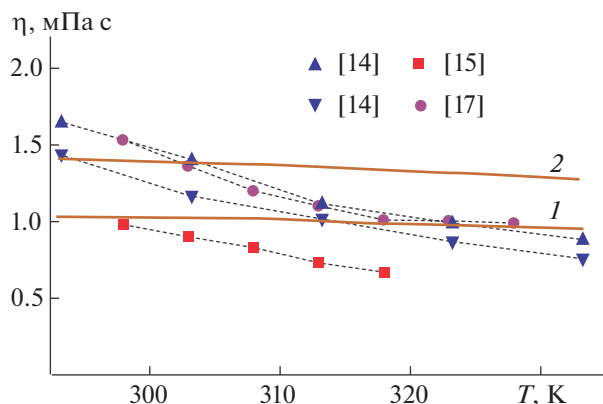


Рис. 4. Зависимости коэффициента вязкости от температуры для магнитной жидкости на основе воды; $\varphi = 0.01(1)$ и $0.02(2)$.

прямо пропорциональна температуре и с ее повышением, как и в газах, возрастает. В потенциальной части наблюдается сложная зависимость от температуры, и с ее повышением эта часть нелинейно уменьшается.

На рис. 3 и 4 представлены зависимости коэффициента вязкости магнитных жидкостей на основе керосина и воды от температуры.

На рис. 3 кривые соответствуют значениям коэффициента вязкости, вычисленным на основе выражения (6) для объемных концентраций $\varphi = 0.14, 0.23$ и 0.32 . Значки соответствуют результатам работы [8]. Как видно, при всех концентрациях вязкость магнитной жидкости с ростом температуры уменьшается. Однако, при высоких концентрациях результаты экспериментов [8] показывают более сильную зависимость вязкости от температуры. На рис. 4 кривые демонстрируют результаты расчетов, проведенных на основе (6) для магнитной жидкости на основе воды. Значками обозначены результаты экспериментальных данных [14, 15, 17]. Треугольники вершинами вверх соответствуют концентрации $\varphi = 0.02$, треугольники вершинами вниз, кружки и квадратики – 0.01 . Если для магнитной жидкости на основе керосина результаты теоретических расчетов и экспериментальных данных близки, то для магнитной жидкости на основе воды, даже при малых концентрациях, наблюдается существенное различие в результатах экспериментальных данных как между собой, так и при сравнении с теоретическими расчетами.

Таким образом, с ростом температуры вязкость магнитных жидкостей, как и всех обычных жидкостей; полученные зависимости во всех работах типичны.

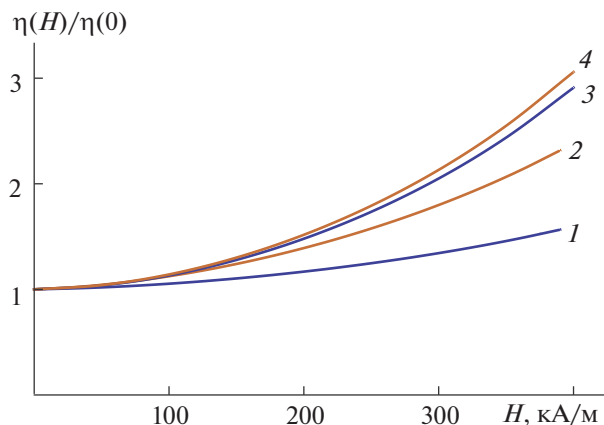


Рис. 5. Зависимости $\eta(H)/\eta(0)$ от H для магнитной жидкости на основе керосина; $\varphi = 0.01(1)$ и $0.14(2)$.

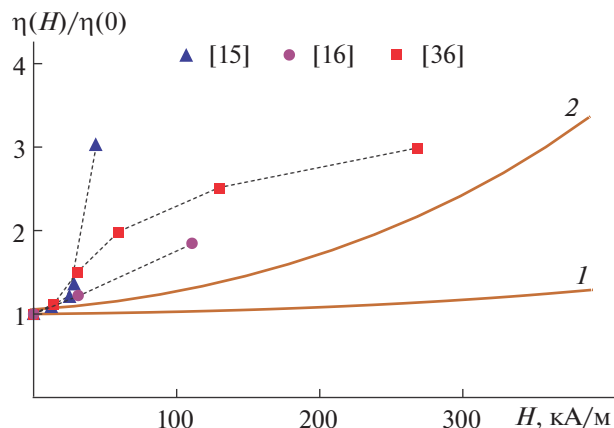


Рис. 6. Зависимости $\eta(H)/\eta(0)$ от H для магнитной жидкости на основе воды.

ЗАВИСИМОСТЬ ВЯЗКОСТИ ОТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Магнитные жидкости от обычных коллоидных суспензий отличаются тем, что их свойства легко можно изменять с помощью внешнего магнитного поля. Это открывает целый ряд возможностей их физического и технического применения. В первоначальных теориях разбавленных магнитных жидкостей, не учитывающих взаимодействия между феррочастицами [24–26], для объяснения магнитовязкого эффекта, т.е. увеличения вязкости под действием внешнего магнитного поля, использовалась вращательная вязкость, проявляющаяся в том, что приложенное внешнее поле предотвращает свободное вращение магнитных частиц в завихренном гидродинамическом потоке. Хотя проведенные расчеты в этих теориях показывают увеличение вязкости магнитной жидкости с повышением значения внешнего магнитного поля, как отмечается в [27], при бесконечно сильном внешнем магнитном поле максимальное значение вращательной вязкости не может превышать значение $(3/2)\eta_0\varphi$, где η_0 – вязкость жидкости-носителя. В этом случае при максимальной возможной объемной концентрации феррочастиц, соответствующей их плотной упаковке, вязкость магнитной жидкости всего на 10% превышает вязкость жидкости основы.

С другой стороны, теоретические и экспериментальные работы, выполненные в последние годы [28–31], показывают существование сильного магнитовязкого эффекта. Согласно этим данным, под действием внешнего поля вязкость может увеличиваться от нескольких десятков до сотен раз.

В ранее выполненных работах [32–35] мы тоже, ради упрощения задачи, кинетические уравнения строили таким образом, что они описывали эволюцию феррочастиц на фоне жидкости-

носителя. Хотя проведенные нами расчеты физических характеристик магнитных жидкостей находились в удовлетворительном согласии с другими литературными данными, влияние магнитного поля не так существенно изменяло свойства магнитных жидкостей, как наблюдается в экспериментах.

Учет диполь-дипольного и стерического взаимодействий магнитных частиц позволяет удовлетворительно описать физические свойства магнитных жидкостей. Из-за больших сложностей при описании физических свойств магнитных жидкостей часто приходится прибегать к упрощенной модели. В работах [28–31] сильное увеличение вязкости под действием магнитного поля объясняется на основе предположения о существовании в магнитной жидкости цепочечных агрегатов.

Хотя в нашей теории образование цепочечных и других гетерогенных кластеров не предполагалось, учет диполь-дипольного взаимодействия позволял обнаружить магнитовязкий эффект в магнитных жидкостях, удовлетворительно согласующийся с экспериментами.

На рис. 5 и 6 приведены результаты теоретических расчетов на основе выражения (6) и проведение их сравнение с экспериментальными данными. Результаты расчетов для магнитной жидкости на основе керосина продемонстрированы на рис. 5; кривые 1 и 2 соответствуют концентрациям $\varphi = 0.05$ и 0.14 при $\sigma_f = 3.7$ нм, кривые 3 и 4 соответствуют этим же концентрациям при $\sigma_f = 5$ нм.

На рис. 6 приведены экспериментальные данные и результаты расчетов для магнитной жидкости на основе воды. Значки демонстрируют результаты экспериментов [15, 16, 36] для концен-

трации 0.01, 0.005 и 0.14, соответственно. Как видно, для обеих магнитных жидкостей с возрастанием напряженности магнитного поля вязкость нелинейно увеличивается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обзор существующих экспериментальных работ и анализ теоретических моделей позволяет заключить, что, хотя зависимости вязкости разбавленных магнитных жидкостей от концентрации и температуры удовлетворительно можно описать классическими теориями, описание вязкости концентрированных магнитных жидкостей на основе идеальных моделей невзаимодействующих частиц не дает желаемого результата.

Полученное на основе неравновесной статистической теории аналитическое выражение для коэффициента сдвиговой вязкости магнитных жидкостей, в отличие от классических теорий и в согласии с экспериментальными данными, удовлетворительно описывает концентрационную и температурную зависимости вязкости, как разбавленных, так и концентрированных магнитных жидкостей. Учет диполь-дипольного взаимодействия феррочастиц позволил обнаружить сильный магнитовязкий эффект в исследуемых магнитных жидкостях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Einstein A.* // *Annalen der Physik.* 1906. V. 19. P. 289.
2. *Mooney M.* // *J. Colloid Sci.* 1951. V. 6–8. № 1. P. 162. [https://doi.org/10.1016/0095-8522\(51\)90036-0](https://doi.org/10.1016/0095-8522(51)90036-0)
3. *Krieger I.M., Dougherty T.J.* // *J. Rheology.* 1959. V. 3. № 1. P. 137. <https://doi.org/10.1122/1.548848>
4. *Batchelor G.K.* // *J. Fluid Mech.* 1977. V. 83. P. 97. <https://doi.org/10.1017/S0022112077001062>
5. *Розенцвейг Р.* Феррогидродинамика. М.: Мир, 1989. 356 с.
6. *Chong J.S., Christiansen E.B., Baer A.D.* // *J. Appl. Polymer Sci.* 1971. V. 15. P. 2007.
7. *Лебедев А.В.* // *Коллоидн. журн.* 2009. Т. 71. № 1. С. 78; *Lebedev A.V.* // *Colloid Journal.* 2009. V. 71. № 1. P. 82. <https://doi.org/10.1134/S1061933X09010104>
8. *Колчанов Н.В., Колесниченко Е.В.* // *Вестн. Пермск. ун-та.* 2017. № 4 (38). С. 37. <https://doi.org/10.17072/1994-3598-2017-4-37-44>
9. *Mahbubul I.M., Saidur R., Amalina M.A.* // *International J. Heat and Mass Transfer.* 2012. V. 55. № 4. P. 874. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.10.021>
10. *Комилов К., Зарипов А., Убайди А.* // *Журн. физ. химии.* 2020. Т. 94. № 8. С. 1279; *Komilov K., Zaripov A.K., Obaidi Abdul Majid* // *Russ. J. Phys. Chem. A.* 2020. V. 94. № 8. P. 1726. <https://doi.org/10.31857/S0044453720080166>
11. *Одинаев С., Акдодов Д.М., Шарифов Н.Ш., Мирзоаминов Х.* // *Журн. физ. химии.* 2010. Т. 84. № 6. С. 1063; *Odinaev S., Akdodov D.M., Sharifov N.S., Mirzoaminov K.* // *Russ. J. Phys. Chem. A.* 2010. V. 84. № 6. P. 954. <https://doi.org/10.1134/S0036024410060129>
12. *Полунин В.М.* Акустические свойства нанодисперсных магнитных жидкостей. М.: Физматлит, 2012. 384 с.
13. *Полунин В.М., Ряполов П.А., Шельдешова Е.В., Бридский А.В.* // *Сб. научн. трудов, 18-я Международная Плесская научная конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям,* 2018. С. 245.
14. *Sundar L.S., Singh M.K., Sousa A.C.M.* // *Int. Commun. in Heat and Mass Transf.* 2013. V. 44. P. 7. <https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2013.02.014>
15. *Malekzadeh A., Pouranfard A.R., Hatami N. et al.* // *J. Appl. Fluid Mechanics.* 2016. V. 9. № 2. P. 693. <https://doi.org/10.18869/acadpub.jafm.68.225.24022>
16. *Вишивков С.А., Русинова Е.Б., Сафронов А.П. и др.* // *Журн. физ. химии.* 2015. Т. 89. № 2. С. 336; *Vshivkov S.A., Rusinova E.V., Safronov A.P. et al.* // *Russ. J. Phys. Chem. A.* 2015. V. 89. № 2. P. 327. <https://doi.org/10.7868/S0044453715020375>
17. *Shahsavari A., Saghafian M., Salimpour M.R., Shafii M.B.* // *Heat Mass Transfer.* 2016. V. 52. № 10. P. 2293. <https://doi.org/10.1007/s00231-015-1743-8>
18. *Матусевич Н.П.* // *Проблемы механики магнитных жидкостей.* Минск: ИТМО АН БССР, 1981. С. 3.
19. *Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т.* Свойства газов и жидкостей. Л.: Химия, 1982. 591 с.
20. *Варламов Ю.Д., Каплун А.Б.* // *Магнитная гидродинамика.* 1986. № 3. С. 43.
21. *Кронкалнс Г.Е., Майоров М.М., Фертман В.Е.* // *Магнитная гидродинамика.* 1984. № 2. С. 38.
22. *Kalikmanov V.I.* *Statistical Physics of Fluids. Basic Concepts and Applications.* Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2001. 260 p. <https://doi.org/10.1007/978-3-662-04536-7>
23. *Гуров К.П.* Основания кинетической теории. М.: Наука, 1966. 352 с.
24. *Шлюomis М.И.* // *Успехи физ. наук.* 1974. Т. 112. С. 427.
25. *Rosensweig R.E., Kaiser R., Miskolczy G.* // *J. Colloid Interface Sci.* 1969. V. 29. № 4. P. 680. [https://doi.org/10.1016/0021-9797\(69\)90220-3](https://doi.org/10.1016/0021-9797(69)90220-3)
26. *Райхер Ю.Л., Русаков В.В.* // *Коллоидн. журн.* 2008. Т. 70. № 1. С. 85; *Raikher Yu.L., Rusakov V.V.* // *Colloid Journal.* 2008. V. 70. № 1. P. 77. <https://doi.org/10.1007/s10595-008-1012-3>
27. *Райхер Ю.Л., Шлюomis М.И.* // *Журн. прикл. мех. и техн. физики.* 1974. № 4. С. 41.
28. *Zubarev A.Yu., Iskakova L.Yu.* // *J. Phys.: Condens. Matter.* 2006. V. 18. № 38. P. S2771. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/18/38/S16>
29. *Pop L.M., Odenbach S.* // *J. Phys.: Condens. Matter.* 2006. V. 18. № 38. P. S2785. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/18/38/S17>

30. *Andhariya N., Chudasama B., Patel R. et al.* // J. Colloid Interface Sci. 2008. V. 323. № 1. P. 153. <https://doi.org/10.1016/j.jcis.2008.04.018>
31. *Zubarev A.Yu., Iskakova L.Yu.* // ЖЭТР. 1995. V. 80. № 5. P. 857–866.
32. *Одинаев С., Комилов К., Зарипов А.* // Журн. физ. химии. 2008. Т. 82. № 6. С. 1120; *Oдинаев S., Komilov K., Zaripov A.* // Russ. J. Phys. Chem. A, 2008. V. 82. № 6. P. 986. <https://doi.org/10.1134/S0036024408060228>
33. *Одинаев С., Комилов К., Зарипов А.* // Журн. физ. хим. 2010. Т. 84. № 7. С. 1368; *Oдинаев S., Komilov K., Zaripov A.* // Russ. J. Phys. Chem. A. 2010. V. 84. № 7. P. 1242. <https://doi.org/10.1134/S0036024410070265>
34. *Комилов К., Зарипов А.* // Докл. АН Республики Таджикистан. 2012. Т. 55. № 5. С. 372.
35. *Комилов К., Зарипов А.К.* // Вестн. ТНУ. Серия естественных наук. 2017. № 1/4. С. 99.
36. *Vasilescu C., Latikka M., Knudsen K.D. et al.* // Soft Matter, Royal Society of Chemistry. 2018. V. 14. P. 6648. <https://doi.org/10.1039/c7sm02417g>