

УДК 532.135:537.84:536.22

С. А. Демчук, Э. А. Зальцгендлер, В. И. Кордонский,
И. В. Прохоров, Б. М. Хусид

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКИХ СУСПЕНЗИЙ ПРИ СДВИГОВОМ ТЕЧЕНИИ

В работах [1, 2] рассмотрена структура и физические свойства магнито­реологических суспензий (МРС) в сдвиговых течениях. Для опи­сания динамической структуры МРС предложена микроскопическая мо­дель, согласно которой суспензия представляет собой систему образу­ющихся под воздействием магнитного поля осесимметричных удлинен­ных агрегатов из частиц дисперсной фазы, ориентированных под неко­торым углом к направлению течения. Для простоты эти агрегаты рас­сматриваются как осесимметричные эллипсоиды. Размеры полуосей эл­липсоида определяются соотношением магнитных и гидродинамических сил, действующих на агрегат. Модель подтверждена удовлетвори­тельным совпадением с опытными данными для магнитной проницаемости и эффективной вязкости суспензии. В настоящей работе эта модель при­меняется для определения коэффициента эффективной теплопроводности МРС. Расчет тензора теплопроводности проводится методом само­согласованного поля (Лоренц—Лоренца) аналогично расчету намагни­ченности в работах [1, 2].

Подобным образом в [3, 4] рассчитана теплопроводность суспензии равномерно распределенных и хаотично ориентированных анизодиа­метричных частиц. Рассматриваются температурные поля в частице и дис­персионной среде, обусловленные эффективным градиентом темпера­туры Ω , вдали от частицы. Расчетная схема для неизотермического куэттовского течения приведена на рис. 1, на котором T_2 и T_1 — тем­пературы стенок, v — скорость движения стенки. После нахождения температурных полей вычисляется усредненное значение теплового по­тока и градиента температуры в суспензии:

$$\mathbf{q} = -\langle \lambda_a \nabla T_a \rangle - \langle \lambda_{ж} \nabla T_{ж} \rangle; \quad (1)$$

$$\nabla T = \langle \nabla T_a \rangle + \langle \nabla T_{ж} \rangle. \quad (2)$$

Здесь $\lambda_a, \lambda_{ж}$ — коэффициенты теплопроводности частицы и жидкости, $T_a, T_{ж}$ — температурные поля в частице и жидкости. Усреднение в (1) и (2) проводится по объему суспензии.

Исключение эффективного градиента температур Ω из соотношений (1) и (2) приводит к соотношениям, связывающим векторы теплового потока \mathbf{q} и градиента температуры ∇T , т. е. к формулам для коэффициента тензора теплопроводности суспензии. В рамках этого подхода взаимное влияние температурных полей частиц учитывается в дипольном приближении.

Компоненты тензора теплопроводности вдоль магнитного поля определяются в виде (рис. 1)

$$\lambda_{z'} = -q_{z'}/T_{z'}. \quad (3)$$

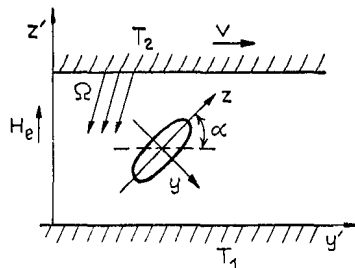


Рис. 1. Расчетная схема для неизотермического куэттовского течения.

В системе координат, связанной с эллип­соидом, для компонент теплового потока g_i

($i=1, 2, 3$) имеем (см. соответствующее соотношение для индукции и напряженности электрического тока в [5]):

$$q_i = -\lambda_{ж}\Omega_i \left(1 + \frac{\lambda_a + \lambda_{ж}}{\lambda_a n_i} \frac{2\varphi_a}{3} \right), \quad (4)$$

где Ω_i — компоненты вектора эффективного теплового поля, n_i — коэффициенты деполяризации, φ_a — объемная концентрация частиц.

Формулы для коэффициентов деполяризации осесимметричного эллипсоида приведены, например, в [5]. Аналогичным образом записывается выражение для градиента температур в суспензии:

$$\nabla T_i = \Omega_i \left(1 - \frac{\lambda_a - \lambda_{ж}}{\lambda_a n_i} \frac{\varphi_a}{3} \right). \quad (5)$$

Исключая компоненты Ω_i и учитывая, что $\nabla T_{z'} = (T_2 - T_1)/h$ (h — ширина зазора), получим:

$$\Omega_y = -\frac{T_2 - T_1}{h} \cos \alpha / \left[1 - \frac{(\lambda_a - \lambda_{ж})\varphi_a}{3\lambda_a n_y} \right]; \quad (6)$$

$$\Omega_z = \frac{T_2 - T_1}{h} \sin \alpha / \left[1 - \frac{(\lambda_a - \lambda_{ж})\varphi_a}{3\lambda_a n_z} \right]. \quad (7)$$

Используя формулы (4), (6), (7), находим зависимость коэффициента теплопроводности вдоль поля от параметров структуры МРС:

$$\frac{\lambda_{z'}}{\lambda_{ж}} = \frac{A_1}{A_3} \sin^2 \alpha + \frac{A_2}{A_4} \cos^2 \alpha. \quad (8)$$

Здесь

$$A_1 = 1 + \frac{\lambda_a}{\lambda_{ж} + (\lambda_a - \lambda_{ж})n_z} \frac{2\varphi_a}{3}, \quad A_2 = 1 + \frac{\lambda_a}{\lambda_{ж} + (\lambda_a - \lambda_{ж})n_y} \frac{2\varphi_a}{3},$$

$$A_3 = 1 - \frac{\lambda_a}{\lambda_{ж} + (\lambda_a - \lambda_{ж})n_z} \frac{\varphi_a}{3}, \quad A_4 = 1 - \frac{\lambda_a}{\lambda_{ж} + (\lambda_a - \lambda_{ж})n_y} \frac{\varphi_a}{3}.$$

Из формулы (8) видно, что значение коэффициента теплопроводности определяется двумя параметрами: r_e — соотношением осей эллипсоида и α — углом его ориентации.

Зависимости этих величин от напряженности магнитного поля H_e и скорости сдвига $\dot{\gamma}$ даны в [1, 2] в виде функций от комплекса

$$S = \frac{\mu_0 \kappa_a H_e^2}{\eta_0 \dot{\gamma}}$$

где η_0 — вязкость дисперсионной среды, κ_a — магнитная восприимчивость агрегата, μ_0 — магнитная постоянная, H_e — напряженность магнитного поля. Значение коэффициента теплопроводности агрегата λ_a рассчитывалось по данным, полученным при измерении нестационарным методом коэффициента теплопроводности покоящейся МРС [6]. В этом случае агрегаты ориентировались вдоль поля и $r_e \rightarrow \infty$. Тогда (8) переходит в известное соотношение для суспензии ориентированных цилиндров

$$\frac{\lambda_{z'}}{\lambda_{ж}} = \frac{1 + 2\lambda_a \varphi_a / 3\lambda_{ж}}{1 - \lambda_a \varphi_a / 3\lambda_{ж}}. \quad (9)$$

Полученные при разных концентрациях значения λ_a различались незначительно и составляли 0,7 Вт/(м·град). Степень заполнения агрегата

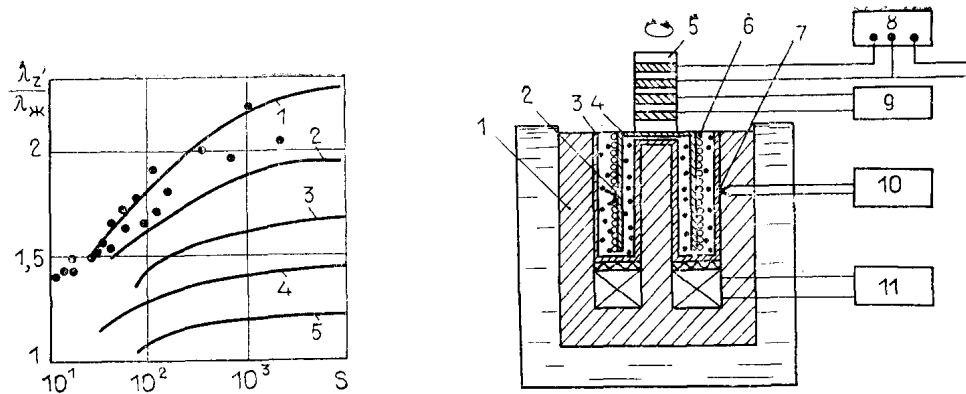


Рис. 2. Зависимость относительного коэффициента теплопроводности от комплекса S : φ : 1 — 0,1, 2 — 0,08, 3 — 0,06, 4 — 0,04, 5 — 0,02. Экспериментальные данные (точки) получены для суспензии карбонильного железа ($\varphi=0,1$).

Рис. 3. Схема экспериментальной установки: 1 — электромагнит, 2, 7 — термисторы, 3 — неподвижный цилиндр, 4 — вращающийся цилиндр, 5 — токосъемник, 6 — нагреватель, 8 — ваттметр, 9, 10 — регистрирующие приборы, 11 — источник постоянного тока.

принималась равной 0,5 [1, 2]. Результаты численных расчетов коэффициентов теплопроводности движущейся МРС различной концентрации приведены на рис. 2. С ростом S увеличивается анизодиаметричность агрегатов и уменьшается угол между их большей полуосью и направлением поля. В результате теплопроводность монотонно растет, асимптотически приближаясь к постоянной, совпадающей с значением теплопроводности суспензии цилиндров, ориентированных под предельным углом относительно поля (значение предельного угла дано в [1, 2]).

Эксперимент по определению коэффициента теплопроводности МРС в условиях сдвигового течения проводился на установке, основной частью которой служил стандартный вискозиметр «Реотест-2». Температура неподвижной стенки (наружного измерительного цилиндра) поддерживалась постоянной термостатированием, а на внутреннем вращающемся цилиндре (ротор колокольного типа) задавался постоянный тепловой поток. Для того, чтобы обеспечить условия распространения теплового потока только поперек зазора, стандартный металлический ротор вискозиметра заменялся аналогичным эбонитовым, имеющим низкий коэффициент теплопроводности ($\lambda=0,16$).

Схема применявшейся установки приведена на рис. 3. Установка состоит из неподвижного 3 и вращающегося 4 цилиндров, размещенных в радиальном магнитном поле электромагнита 1. Наружная поверхность электромагнита термостатируется.

Температура вращающегося и неподвижного цилиндров измеряется термисторами 2 и 7, зачеканенными заподлицо с поверхностью цилиндров, причем термистор 2 связан с регистрирующим прибором 9 посредством токосъемного устройства 5. Нагреватель 6 установлен на вращающемся цилиндре 4 и подключен к источнику тока через токосъемное устройство. Мощность, рассеиваемая на нагревателе, поддерживается постоянной в каждом опыте и измеряется ваттметром 8. Температура неподвижного цилиндра измеряется регистрирующим прибором 10, а необходимая напряженность магнитного поля задается источником постоянного тока 11.

Расчетная схема опыта приведена на рис. 4, на котором T_0 — температура наружного цилиндра, T_k — температура на поверхности нагревателя, h_1 и h_2 — зазоры между нагревателем и внутренними поверхностями неподвижного цилиндра, q_1 и q_2 — тепловые потоки. Вращающийся цилиндр 4, на поверхности которого уложена обмотка

нагревателя, изготовлен из материала с теплопроводностью, близкой к теплопроводности исследуемых МРС. Толщина стенок цилиндров мала и составляет 10% от ширины зазора между цилиндрами. В этом случае профиль температуры в зазоре можно полагать линейным. Учитывая малость зазора, его относительно большую длину и пренебрегая конвекцией, можно записать соотношение

$$q_1 = \lambda_{ж} \frac{T_h - T_0}{h_1} S, \quad q_2 = \lambda_{ж} \frac{T_h - T_0}{h_2} S.$$

Тогда тепловой баланс в стационарном режиме запишется в виде

$$q_1 + q_2 = \lambda_{ж} S (T_h - T_0) \left(\frac{1}{h_1} + \frac{1}{h_2} \right) = W, \quad (10)$$

где $\lambda_{ж}$ — теплопроводность исследуемой жидкости, S — боковая поверхность ротора, W — подводимая к нагревателю мощность.

Расчетная формула для определения коэффициента теплопроводности имеет вид

$$\lambda = \frac{Wh}{S\Delta T}, \quad (11)$$

где $h = h_1 h_2 / (h_1 + h_2)$, ΔT — перепад температур на стенках цилиндров.

Эксперименты, проведенные на ряде контрольных жидкостей с различной вязкостью (глицерин, вода, минеральные масла), показали, что ошибка измерения при использовании данной методики в условиях, когда оба цилиндра не вращаются, составляет 5%. В случае вращения внутреннего цилиндра в диапазоне скоростей сдвига 1—146 с⁻¹ погрешность измерения возрастает и составляет 7—8%, а при скоростях сдвига 246 и 444 с⁻¹ она увеличивается до 10%. Результаты измерения теплопроводности покоящейся МРС при воздействии внешнего магнитного поля сравнивались с данными, полученными на установке, реализующей нестационарный метод измерения [6]. Отмечено хорошее согласие результатов, полученных по двум методикам.

На рис. 5 приведены данные по измерению коэффициента теплопроводности МРС в магнитных полях различной напряженности при сдвиговом течении.

В общем случае теплопроводность МРС является величиной эффективной, т. е. зависит от условия проведения эксперимента. Из рис. 5 видно, что коэффициент теплопроводности МРС уменьшается со скоростью сдвига и увеличивается с ростом напряженности магнитного поля.

Экспериментальные результаты в широком диапазоне скоростей сдвига для различной напряженности магнитного поля сравнивались с

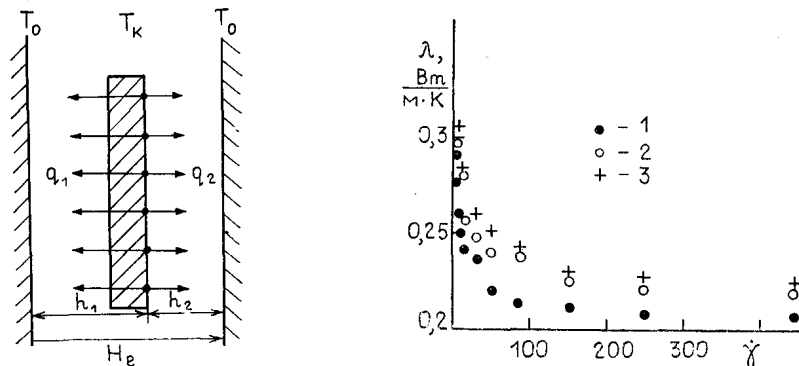


Рис. 4. Расчетная схема опыта.

Рис. 5. Влияние сдвигового течения на теплопроводность МРС на основе карбонильного железа ($\varphi=0,1$). H : 1 — 5, 2 — 12, 3 — 20 кА/м.

расчётными (см. рис. 2). Хорошее согласие экспериментальных данных с теоретическими свидетельствует о возможности использования модели динамической структуры МРС для расчета процессов теплообмена в таких системах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шульман З. П., Кордонский В. И., Зальцгендлер Э. А., Прохоров И. В., Хусид Б. М., Демчук С. А. Структура, магнитные и реологические характеристики ферросuspензий (эксперимент). — *Магнитная гидродинамика*, 1984, № 3, с. 3—10.
2. Шульман З. П., Кордонский В. И., Зальцгендлер Э. А., Прохоров И. В., Хусид Б. М., Демчук С. А. Динамические и физические свойства ферросuspензий со структурой, перестраиваемой внешним магнитным полем. — *Магнитная гидродинамика*, 1984, № 4, с. 30—38.
3. Бельская Е. П., Постников В. М., Хусид Б. М., Мельниченко В. В., Новиценок Л. Н. О теплопроводности наполненных полимерных композиций. — *ИФЖ*, 1981, т. 41, № 3, с. 483—490.
4. Shulman Z. P., Novichyonok L. N., Belskaya E. P., Khusid B. M., Melnichenko V. V. Thermal conductivity of metal-filled systems. — *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1982, vol. 25, N 5, p. 643—651.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Электродинамика сплошных сред*. — М.: Физматгиз, 1959. 532 с.
6. Демчук С. А., Кордонский В. И., Иванов В. Е., Прохоров И. В. Метод измерения теплопроводности жидкостей в магнитном поле. — В кн.: *Электрореология: исследования и приложения*. Минск: ИТМО АН БССР, 1981, с. 123—132.

Поступила 7 августа 1984 г.