

ЛИТЕРАТУРА

1. Волков В. И., Данилов Н. С., Жак В. Д. и др. Исследование гидродинамики пристенного слоя на модели кубической упаковки // ПМТФ.— 1980.— № 6.
2. Гольдштик М. А. Процессы переноса в зернистом слое.— Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1984.
3. Schuh H., Persson B. Heat transfer on circular cylinders exposed to free-jet flow // Intern. J. Heat Mass Transfer.— 1964.— V. 7, N 11.
4. Исатаев С. И., Жанабаев З. Ж. Теплоотдача шара при струйном обтекании // ИФЖ.— 1968.— Т. 14, № 4.
5. Вукович Л. К., Николаев А. В., Титарь С. С. Теплоотдача шара с внутренним тепловыделением при струйном обтекании // Пром. теплотехника.— 1982.— Т. 4, № 2.
6. Дектярева В. В., Мухин В. А., Накоряков В. Е. Массообмен сферы со струей тяжелой жидкости // Струйные течения жидкостей и газов: Тез. Всесоюз. науч. конф., Новополоцк, 1982.— Ч. 3.
7. Кащеев В. П., Лебедев А. В., Сорокин В. Н. Исследование теплообмена между одиночным шаром и струей воздуха // Изв. вузов. Энергетика.— 1985.— № 9.
8. Мухин В. А. Экспериментальное исследование процессов переноса в зернистых средах: Автореф. дис. ... докт. техн. наук.— Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1987.
9. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя.— М.: Наука, 1974.
10. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика.— М.: Физматгиз, 1959.
11. Буевич Ю. А., Шульмейстер А. Е. О переносе тепла или массы к плохообтекаемым телам // ИФЖ.— 1983.— Т. 45, № 2.
12. Galloway T. R., Sage V. H. Thermal and material transfer from spheres. Prediction of local transport // Intern. J. Heat Mass Transfer.— 1968.— V. 11, N 3.

г. Свердловск

Поступила 21/III 1989 г.,
в окончательном варианте — 22/V 1989 г.

УДК 536.2

*Б. Э. Кашевский, В. И. Кордонский, И. В. Прохоров,
Н. Г. Хутская*

К ВОПРОСУ О ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ СУСПЕНЗИЙ

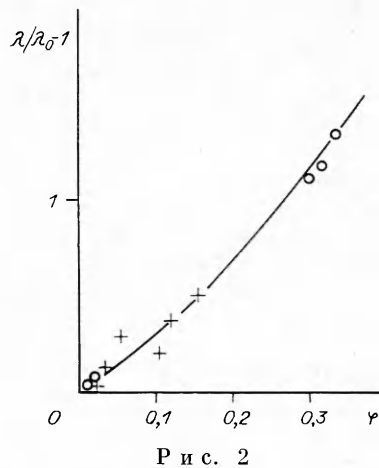
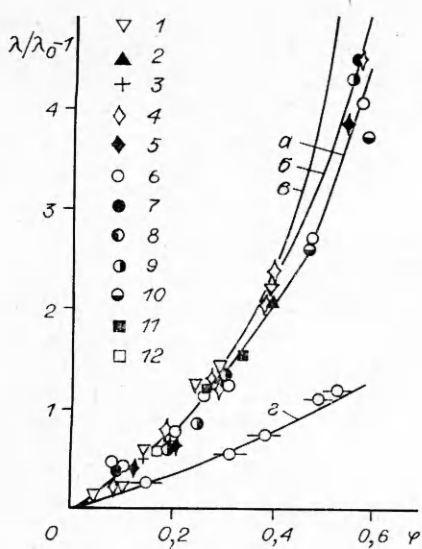
Согласно представлению, сформулированному в [1, 2], упорядоченное вращение частиц суспензии под действием внешнего поля приводит к интенсификации переноса тепла (массы, заряда). Поскольку суспензия как целое остается неподвижной, это воспринимается наблюдателем изменением ее эффективной теплопроводности, которая к тому же принимает тензорный характер. Интенсификация переноса тепла в магнитных суспензиях под воздействием вращающегося поля наблюдалась в экспериментах [3, 4]. Однозначная интерпретация этих наблюдений как результата внутреннего вращения встречается трудности, связанные с возможностью возникновения во вращающемся поле макроскопического движения суспензии, хотя в [4] и принимались все возможные меры для его исключения. По теоретическому результату [5], возможно более чем десятикратное приращение эффективной теплопроводности за счет внутреннего вращения. Однако теоретическая модель [5], будучи ячеечной, основана на замене реальной системы неким ее аналогом, так что степень приближения к действительности в точном смысле неизвестна. Об этом можно судить, рассматривая вытекающий из нее частный результат для теплопроводности суспензии покоящихся сферических частиц. Здесь мы имеем дело с классическим объектом теории обобщенной проводимости гетерогенных сред [6].

Исторически первым и по форме наиболее простым результатом по этому вопросу является формула Максвелла, выведенная еще в 1892 г. для электрической проводимости и распространенная позднее [7] ввиду электротепловой аналогии на теплопроводность:

$$(1) \quad \lambda = \lambda_0 [1 + 3\varphi(K - 1)/(2 + K + \varphi(1 - K))]$$

(λ , λ_0 , λ_1 — теплопроводность композиции, несущей среды и частиц, $K = \lambda_1/\lambda_0$, φ — объемная доля частиц).

Результат [5] для покоящейся суспензии совпадает с приведенным выше. В литературе распространено мнение (например, [6, 8—11]), основанное на сделанных при выводе (1) допущениях, что применимость формулы ограничена малыми концентра-



Р и с. 1

Р и с. 2

циями. В связи с этим сформулировано большое число альтернативных теорий, явно учитывающих взаимное тепловое влияние частиц [9, 11, 12] и приводящих к более сложным выражениям. Однако нам не удалось обнаружить каких-либо экспериментальных доказательств ограниченности формулы Максвелла на практике. Анализ известных экспериментов и наши результаты показывают, что во всем диапазоне изученных концентраций, вплоть до $\varphi = 0,58$, опытные данные не имеют существенного систематического отклонения от максвелловской теории. У некоторых привлеченных нами более поздних и более сложных теоретических результатов, имеющих целью улучшить максвелловский, на практике нет перед ним преимуществ. К тому же в [5] формула Максвелла получена без ограничения концентрации, предполагается лишь хаотическое распределение частиц по объему суспензии.

Объектом экспериментов, выполненных нами по методике [13], были суспензии сферических частиц карбонильного железа диаметром 1 мкм, взвешенные в авиационном гидравлическом масле АМГ-10, загущенном с целью придания седиментационной устойчивости. Концентрация частиц изменялась с интервалом 0,05 от 0 до 0,4. Используются также данные из [14–16] по теплопроводности металлических и стеклянных сферических частиц различной дисперсности, вкрапленных в матрицу из смолы.

Для любых металлических частиц в неметаллических матрицах при всех достижимых концентрациях в формуле (1) можно перейти к пределу $K \rightarrow \infty$:

$$(2) \quad \lambda = \lambda_0(1 + 2\varphi)/(1 - \varphi).$$

Для сравнения возьмем формулы из [9, 11], которые в рассматриваемом пределе принимают вид

$$(3) \quad \lambda = \lambda_0 \left[1 + \frac{7\beta^2 + 22\beta + 7}{7\beta + 5} \varphi \right], \quad \beta = \frac{7 + 17\varphi}{7(1 - \varphi)};$$

$$(4) \quad \lambda = \lambda_0 \frac{1 + 2\varphi - 0,409\varphi^{7/3} - 2,133\varphi^{10/3}}{1 - \varphi - 0,409\varphi^{7/3} - 0,906\varphi^{10/3}}.$$

На рис. 1 представлено сравнение теории и эксперимента для композиций, содержащих металлические (1–12) и стеклянные (13) шарики (1, 2 — данные авторов для 2 и 5 % содержания загустителя, 3 — данные [14], 4–12 — [16], 13 — [15]; 1–3, 7–13 получены при комнатной температуре, 4–6 — при температуре 200 К). Материал (диаметр) частиц: 1, 2 — карбонильное железо (1 мкм); 3 — Al (1,2 мкм); 4, 11 — Cu (100 мкм); 5, 12 — Cu (11 мкм); 6, 8 — Ag (48 мкм); 7 — нержавеющая сталь (98 мкм); 9 — Ag (27 мкм); 10 — Au (37 мкм); 13 — стекло (132 мкм). Линии а — в — графики функций (2)–(4).

Как видим, вплоть до концентрации $\varphi \approx 0,4$ все рассматриваемые теории дают близкие результаты. В дальнейшем кривая по (4) уходит

вверх от экспериментальных данных, кривые же по (2) и (3) по-прежнему близки друг к другу (при $\varphi = 0,6$ различие составляет 13 %) и лежат среди экспериментальных точек. Все же предпочтение можно отдать формуле Максвелла: точки группируются вокруг соответствующей кривой без заметного систематического отклонения в ту или другую сторону. Линия g на рис. 1 построена по формуле (1) при $K = 4$ и хорошо описывает данные эксперимента [15] для стеклянных шариков в эпоксидной смоле.

Для коллоидов магнетита в органических жидкостях ($\lambda_0 = 0,13$, $\lambda_1 = 6,26$) формула Максвелла дает результат, представленный линией на рис. 2. При сопоставлении его с экспериментом следует учитывать различие концентрации твердого вещества в коллоиде φ и приводимой иногда в работах концентрации магнитного вещества φ_m , определяемой по величине намагниченности насыщения коллоида, отнесенной к намагниченности насыщения магнетита. Это связано с образованием на поверхности частиц немагнитного слоя в результате химического осаждения используемых для стабилизации коллоидов поверхностно-активных веществ. Толщина немагнитного слоя может быть принята равной постоянной кристаллической решетки магнетита $\delta = 8 \text{ \AA}$. Взяв типичный магнитный диаметр коллоидной частицы $d_m = 100 \text{ \AA}$, найдем соотношение между концентрациями твердого и магнитного веществ: $\varphi = \varphi_m(1 + 2\delta/d_m)^3 = 1,56\varphi_m$. В пределе малых концентраций магнетита по формуле Максвелла $\lambda = \lambda_0(1 + 2,82\varphi)$. В то же время из экспериментов ряда авторов в [17] выведена зависимость $\lambda = \lambda_0(1 + 4,5\varphi_m)$, которая с учетом указанного выше соотношения между φ и φ_m переходит в $\lambda = \lambda_0(1 + 2,88\varphi)$, что с точностью 3 % совпадает с максвелловской. Для иллюстрации на рис. 2 представлены данные [18] (крестики) и собственные данные работы [19] (светлые кружочки в [19]).

Нам представляется, что формула Максвелла применима вплоть до концентраций, лишь немного отличающихся от плотной упаковки, когда между частицами могут возникать многочисленные контакты. Этот результат, в свою очередь, можно рассматривать как определенное подтверждение применимости теории теплопереноса внутренним вращением [5] для больших концентраций частиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Цеберс А. О. Некоторые особенности явлений переноса в суспензиях с внутренним вращением // ПММ.— 1978.— Т. 42, вып. 4.
2. Баштовой В. Г., Вислович А. И., Кашевский Б. Э. Явление микроконвективного теплопереноса в жидкостях с внутренним вращением // ПМТФ.— 1978.— № 3.
3. Шульман З. П., Кордонский В. И., Демчук С. А. Влияние неоднородного вращающегося магнитного поля на течение и теплообмен в ферросуспензиях // Магнитная гидродинамика.— 1977.— № 4.
4. Кашевский Б. Э., Иванова Н. И. Теплоперенос внутренним вращением в магнитных жидкостях // Магнитная гидродинамика.— 1985.— № 3.
5. Кашевский Б. Э. Тепло- и массоперенос внутренним вращением при произвольных числах Пекле // ПМТФ.— 1989.— № 4.
6. Дульнев Г. Н., Заричняк Ю. П. Теплопроводность смесей и композиционных материалов.— Л.: Энергия, 1974.
7. Тареев Б. М. Теплопроводность коллоидных систем // Коллоид. журн.— 1940.— Т. 6, № 6.
8. Лыков А. В. Теплообмен: Справ.— М.: Энергия, 1978.
9. Буевич Ю. А., Корнеев Ю. А. Эффективная теплопроводность дисперсной среды при малых числах Пекле // ИФЖ.— 1976.— Т. 31, № 4.
10. Sangani A. S., Vao C. Bulk thermal conductivity of composites with spherical inclusions // J. Appl. Phys.— 1988.— V. 63, N 5.
11. Meredith R. E., Tobias C. W. Resistance to potential flow through a cubic array on spheres // J. Appl. Phys.— 1960.— V. 31, N 7.
12. Волков В. П., Заричняк Ю. П., Муратова Б. Л. Расчет теплопроводности на полных полимеров // Механика композит. материалов.— 1979.— № 5.
13. Кордонский В. И., Прохоров И. В., Демчук С. А., Иванов В. Е. Метод измерения теплопроводности жидкостей в магнитном поле // Электрореология: исследование и приложение.— Минск: ИТМО АН БССР, 1981.

14. Hamilton R. L., Crosser O. K. Thermal conductivity of heterogeneous two-component systems // Ind. and Engng Chem. Fundam.— 1962.— V. 1, N 3.
15. Garrett K. W., Rosenberg H. M. The thermal conductivity of epoxy-resin/powder composite materials // J. Phys. D. Appl. Phys.— 1974.— V. 7, N 9.
16. De Araujo F. F. T., Rosenberg H. M. The thermal conductivity of epoxy-resin/metal powder composite materials from 17 to 300 K // J. Phys. D. Appl. Phys.— 1976.— V. 9, N 4.
17. Кронкалс Г. Е., Майоров М. М., Фертман В. Е. Температурная зависимость физических свойств магнитных жидкостей // Магнитная гидродинамика.— 1984.— № 2.
18. Кронкалс Г. Е. Измерение коэффициентов теплопроводности и электропроводности феррожидкости в магнитном поле // Магнитная гидродинамика.— 1977.— № 3.
19. Фертман В. Е. Теплофизические свойства магнитных жидкостей // ИФЖ.— 1987.— Т. 53, № 3.

г. Минск

Поступила 16/VI 1989 г.

УДК 532.522

Н. Н. Лукерченко

СРАВНЕНИЕ ДВУХ СХЕМ ВСТРЕЧНОГО СОУДАРЕНИЯ СТРУЙ, ИМЕЮЩИХ РАЗЛИЧНЫЕ КОНСТАНТЫ БЕРНУЛЛИ

В [1] рассмотрена задача о соударении биметаллических пластин при сварке взрывом. Оно моделируется схемой течения двухслойных струй идеальной невесомой несжимаемой жидкости. Считается, что течение плоское стационарное. Если плотности металлов, образующих биметаллические пластины, различны, то константы Бернулли в разных слоях неодинаковы, и поэтому линии раздела слоев представляют собой линии тангенциального разрыва скорости. Возможно такое сочетание исходных параметров, определяющих течение, при котором линия тангенциального разрыва скорости — раздваивающаяся линия тока. Тогда, как следует из интеграла Бернулли, не может реализоваться классическая схема течения с критической точкой, скорость в которой по обе стороны линии раздела струй обращается в нуль. В этом случае можно рассматривать схему течения с застойной зоной (рис. 1, а), предложенную для задач с линиями тангенциального разрыва скорости Л. И. Седовым [2]. Размеры и форма застойной зоны зависят от величины заданного в ней давления p_0 , его значение может изменяться в определенных пределах.

Если константы Бернулли взаимодействующих струй одинаковы, то при стремлении p_0 к давлению торможения p_* размеры застойной зоны неограниченно уменьшаются, и она стягивается в точку. При этом схема течения с застойной зоной непрерывным образом переходит в схему течения с критической точкой. Аналогично обстоит дело и тогда, когда константы Бернулли разных струй различны.

На основании невозможности реализации при разных константах Бернулли классической схемы течения с критической точкой в [1] делается ошибочный вывод о том, что p_0 должно отличаться от p_* струи с меньшей константой Бернулли на некоторую величину, и поэтому размеры застойной зоны не могут быть меньше определенных. На самом деле, как показано ниже, при $p_0 \rightarrow p_*$ застойная зона и в случае разных констант Бернулли неограниченно уменьшается, стягиваясь в точку, а схема течения с застойной зоной переходит в схему течения с точкой заострения (возврата) граничной линии тока ACD (рис. 1, б) [3]. Изображенная картина течения имеет место, если скоростной напор струи A меньше скоростного напора струи B . В точке C линия тангенциального разрыва скорости L идет по касательной к прямолинейной границе AB , причем угол наклона линии тока $B CD$ в точке C изменяется непрерывно, а угол наклона линии тока ACD в точке C терпит скачок, равный 180° . В точке C скорость струи A обращается в нуль, а скорость струи B , имеющей большой напор, в точке C отлична от нуля.

1. Вместо течения с застойной зоной [1] изучим обращенное течение, полученное из первоначального заменой вектора скорости в каждой точке на противоположный. Тогда придем к задаче о соударении струй, текущих навстречу друг другу вдоль прямолинейной твердой стенки AB . В общем случае скоростные напоры струй могут быть различными. Такая задача решена в [4] итерационным методом, сходным с изложенным в [3]. Решение ищется путем конформных отображений комплекс-