

К ВОПРОСУ ОБ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООБМЕНА ЧЕРЕЗ СВОБОДНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Возможность интенсификации процессов тепло- и массообмена с помощью магнитных жидкостей отмечалась во многих работах, в то время как конкретные результаты в этой области еще достаточно редки [1].

Настоящая работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию возможностей управления теплообменом через свободную поверхность магнитной жидкости при помощи магнитного поля.

I. Известно, что при определенном значении нормальной к свободной поверхности магнитной жидкости компоненты однородного магнитного поля поверхность становится неустойчивой и принимает вид гексагональной структуры пиков или параллельных валов (при наличии тангенциальной компоненты магнитного поля). При этом значительно увеличивается площадь свободной поверхности и растет интенсивность теплообмена через нее.

Рассмотрим теплообмен между параллельными стенками, имеющими температуры T_{01} и T_{02} , между которыми находятся магнитная и немагнитная жидкости с теплопроводностями λ_1 и λ_2 соответственно,

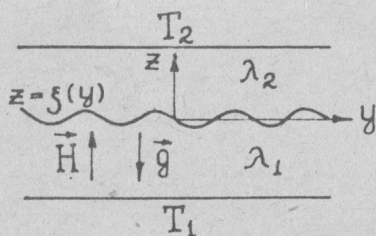


Рис. I. Геометрия задачи

граница раздела между которыми в невозмущенном состоянии параллельна стенкам. Геометрия задачи представлена на рис. I. Если $T_{02} > T_{01}$, то в системе конвекция не возникает и теплообмен сводится к простой теплопроводности. В этом случае система граничных уравнений принимает вид

$$\Delta T_1 = 0, \quad \Delta T_2 = 0,$$

$$z = \xi : T_1 = T_2,$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial n} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial n}$$

$$z = -h_1 : T_1 = T_{01},$$

$$z = h_2 : T_2 = T_{02},$$

где
$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2},$$

$$\frac{\partial}{\partial n} = \frac{1}{\sqrt{1+(\partial\xi/\partial x)^2+(\partial\xi/\partial y)^2}} \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{\partial\xi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial\xi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \right).$$

При наличии тангенциальной компоненты магнитного поля и не-
большом отличии нормальной компоненты от ее критического значения
можно считать, что $\xi = a \cos ky$, где амплитуда a и волновое чис-
ло k являются функциями Hn . Тогда температуру с учетом гранич-
ных условий можно представить в виде ряда

$$T_i = A_i z + B_i + \sum_{e=1}^{\infty} c_{ie} \operatorname{sh} k(z - h_i) \cos ky,$$

где $i = 1, 2$; A_i, B_i, c_{ie} - коэффициенты, которые определяются
из граничных условий:

$$A_i = A_{0i} + a_i, \quad B_i = B_{0i} + b_i,$$

$$\lambda_1 A_{01} = \lambda_2 A_{02} = \lambda_1 \lambda_2 (T_{01} - T_{02}) / (h_1 \lambda_2 + h_2 \lambda_1),$$

$$a_1 \operatorname{sh} k h_1 + a_2 \operatorname{sh} k h_2 = a (A_{01} - A_{02}),$$

$$-a_1 \lambda_1 \operatorname{ch} k h_1 + a_2 \lambda_2 \operatorname{ch} k h_2 = 0,$$

$$b_1 - a_1 h_1 = 0, \quad b_2 + a_2 h_2 = 0, \quad \lambda_1 a_1 = \lambda_2 a_2,$$

$$b_1 + \frac{1}{2} a k c_{11} \operatorname{ch} k h_1 = b_2 + \frac{1}{2} a k c_{21} \operatorname{ch} k h_2,$$

$$-\frac{1}{2} c_{11} a k e h_1 + c_{12} \operatorname{sh} 2k h_1 = \frac{1}{2} c_{21} \operatorname{ch} k h_1 + c_{22} \operatorname{sh} 2k h_2,$$

$$\lambda_1 (c_{12} \operatorname{ch} 2k h_1 - a k c_{11} \operatorname{sh} k h_1) = \lambda_2 (c_{22} \operatorname{sh} 2k h_2 + a k c_{21} \operatorname{sh} k h_2).$$

Считая ak малым параметром и ограничиваясь членами ряда до
 $n = 2$, получаем следующее значение для средней плотности потока
тепла через систему в направлении оси Z :

$$Q_B = Q_0 \left(1 + \frac{1}{2} a^2 k \frac{(\lambda_1 - \lambda_2)^2}{(h_1 \lambda_2 + h_2 \lambda_1)(\lambda_1 \operatorname{th} k h_2 + \lambda_2 \operatorname{th} k h_1)} \right),$$

где $Q_0 = \lambda_1 \lambda_2 (T_{01} - T_{02}) / (h_1 \lambda_2 + h_2 \lambda_1)$ - плотность потока теп-
ла для невозмущенной поверхности.

В случае гексагональной структуры пиков, имеющей тот же пери-
од и амплитуду, несложно получить

$$Q_{\Gamma} = Q_0 \left(1 + \frac{1}{3} \alpha^2 k \frac{(\lambda_1 - \lambda_2)^2}{(h_1 \lambda_2 + h_2 \lambda_1)(\lambda_1 t h_2 k h_2 + \lambda_2 t h_2 k h_1)} \right).$$

Характерно, что добавка к Q_0 , возникающая за счет возмущения поверхности, всегда положительна, что свидетельствует об интенсификации теплообмена. Величина этой добавки при $\alpha k \ll 1$ пропорциональна α^2 , при этом в случае гексагональной структуры она меньше, чем для поверхности в виде валов.

2. Одним из наиболее перспективных приложений магнитной жидкости в тепло- и массообменной технологии является ее использование в аппаратах с капельным течением.

Рассматривается теплообмен между одиночной каплей магнитной жидкости в однородном магнитном поле и обтекающим ее потоком газа.

Было проведено экспериментальное исследование зависимости формы капли магнитной жидкости в гидроневесомости от напряженности однородного магнитного поля H . Гидроневесомость создавалась с помощью раствора глицерина, имеющего плотность, равную плотности магнитной жидкости. Использовались магнитные жидкости МК-18 и МК-23 на основе керосина с намагниченностью насыщения соответственно 18 и 23 кА/м.

Показано, что сферическая капля жидкости при увеличении напряженности вытягивается вдоль силовых линий магнитного поля. Влияние магнитного поля на форму капли удобно описывать с помощью безразмерного комплекса $S = \mu_0 M^2 d_0 / \sigma$, представляющего собой отношение магнитного скачка давления к давлению сил поверхностного натяжения. Здесь μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, M — намагниченность жидкости, d_0 — диаметр сферической капли, σ — коэффициент поверхностного натяжения на границе магнитная жидкость — раствор глицерина. На рис. 2 приведена зависимость относительного удлинения капли l/d_0 от параметра S . Представленные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что параметр S полностью описывает изменение формы капель различных магнитных жидкостей.

На основе полученных экспериментальных данных по влиянию магнитного поля жидкости теоретически рассчитаны некоторые параметры теплоотдачи с ее поверхности. Например, если скорость газового потока \bar{v} параллельна полю H , теплообмен ухудшается. В случае обтекания капли жидкости поперечным к полю потоком газа наблюдается интенсификация теплоотдачи до 40%.

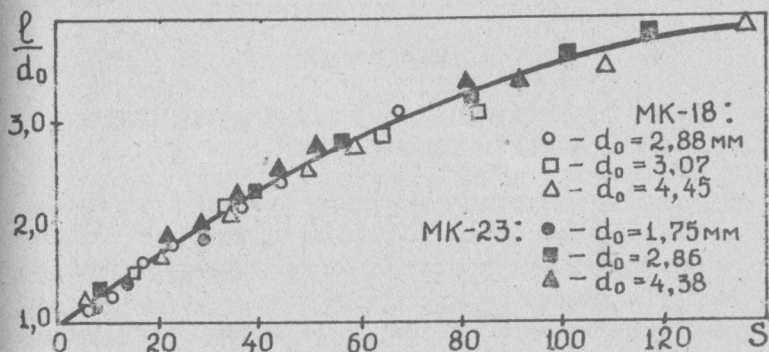


Рис. 2. Влияние однородного магнитного поля (параметр S) на форму капли магнитной жидкости (l/d_0)

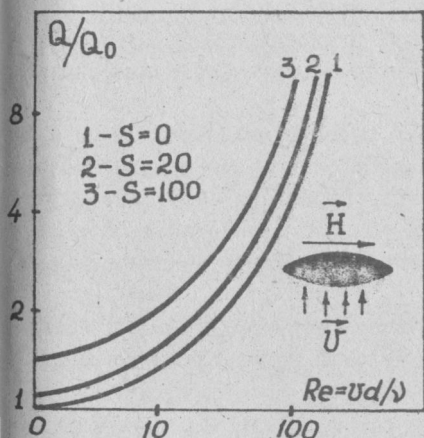


Рис. 3. Изменение относительного потока тепла Q/Q_0 при увеличении скорости поперечного обтекания капли магнитной жидкости в полях различной напряженности

Рис. 3 иллюстрирует зависимость относительного потока тепла Q/Q_0 с поверхности капли от числа $Re = \frac{Ud}{\nu}$ газового потока для различных значений напряженности магнитного поля, характеризуемых безразмерным параметром S (Q_0 - поток тепла при $S = 0$, Q - поток тепла при обтекании в поле, ν - коэффициент кинематической вязкости газа). Дальнейшая интенсификация теплообмена обеспечивается переменным во времени магнитным полем, вызывающим колебания капли и конвективный перенос тепла внутри нее.

Л и т е р а т у р а

1. Баштовой В.Г., Берковский Б.М., Вислович А.Н. Введение в термомеханику магнитных жидкостей. - М.: ИВТАН, 1985. - 188 с.