

Область 1. $x < -L$. В этой области значения параметров потока определяются интенсивностью ударного фронта S . Между пунктирной линией и S заключается область неравновесной ионизации потока, создаваемого ударным фронтом. Изменения плотности вследствие неравновесной ионизации за S не указаны на эюрах $\rho(xt)$, приведенных на фиг. 6. Магнитное и электрическое поля, приложенные в области $-L < x < L$, не изменяют параметров потока в $x \leq -L$.

Область 2. $-L < x < L$. Фронт S движется с практически неизменной скоростью, равной таковой для $-L < x$. Контактная поверхность K испытывает замедление, обусловленное образованием волны сжатия (см. эюры $\rho(xt)$ фиг. 6). Процесс формирования ударного фронта из волны сжатия не успевает завершиться до прихода K .

Область 3. $x > L$. Фронт S движется со значительным замедлением, вызванным возникновением волны разрежения (см. эюры $\rho(xt)$, фиг. 6). Вследствие конечной величины времени рекомбинации электронов в этой области можно ожидать, что концентрация их будет превышать равновесное значение. Входя в область разрежения K ускоряется.

После направления настоящей работы в печать авторы провели эксперименты, в которых L^* менялось от 1 до 10 см. При этом были зарегистрированы скачки торможения для $L^* \leq 6$ см. Получены данные о влиянии на процесс формирования скачка торможения последовательного увеличения зоны взаимодействия.

Поступило 4 IX 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Зайцев С. Г., Лазарева Е. В., Шатилов А. П. Исследование нормального отражения ударных волн в ударной трубе. ПМТФ, 1964, № 4, стр. 143.
2. Зайцев С. Г., Лазарева Е. В., Чеботарева Е. И. Исследование ионизированного аргона за ударной волной интерферометрическим методом. Магнитная гидродинамика, 1967, № 3, стр. 86.
3. Al-Atter Z., Barrault M. R., Mechesny M. Electronic conductivity of shock heated partially ionized argon in presence of a magnetic field. Brit. J. Appl. Phys., 1964, vol. 15, No. 9, p. 1057.
4. Pain H. J., Smy P. R. Experiments on power generation from a moving plasma. J. Fluid Mech., 1961, vol. 10, pt. 1, p. 51—64.
5. Roscizewski J., Oppenheim A. K. Shock Interaction with an Electromagnetic Field. Phys. Fluids, 1963, vol. 6, No. 5, p. 689.
6. Zauderer B. Effects Governing Magnetically Induced Ionization. Internat. Sympos. Magnetohydrodynamic Electrical power Generation, Paris, 1964, vol. 1.
7. Pain H. J., Smy P. R. Experiments on reflected shock waves in plasma flow-magnetic field interactions. Brit. J. Appl. Phys., 1966, vol. 17, No. 12, p. 585—1593.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛОБМЕН ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОЙ ЖИДКОСТИ В КАНАЛЕ

Д. С. КОВНЕР, Е. Ю. КРАСИЛЬНИКОВ, В. С. НИКОЛАЕНКО, И. Г. ПАНЕВИН

(Москва)

Характер течения электропроводной жидкости в канале при наложении на него внешнего поперечного магнитного поля, как известно, значительно изменяется. При этом в случае турбулентного течения жидкости поперечное магнитное поле взаимодействует как с осредненным потоком, так и с пульсационным движением. Первое взаимодействие приводит к уплощению профиля средней скорости (эффект Гартмана), а второе — к подавлению турбулентных пульсаций скорости. Последнее обстоятельство оказывает существенное влияние на процесс теплопереноса в потоке проводящей жидкости, поскольку подавление полем турбулентных пульсаций скорости вызывает снижение интенсивности теплообмена. Наличие эффекта Гартмана при ламинарном течении жидкости приводит к некоторой интенсификации теплообмена вследствие перестройки профиля температуры [1]. В случае турбулентного течения жидкости эффект Гартмана может привести, с одной стороны, к увеличению интенсивности теплообмена, а с другой — к ее снижению, что обусловлено уменьшением интенсивности турбулентных пульсаций.

Аналитическое решение задачи о теплообмене при турбулентном течении проводящей жидкости в канале при наличии поперечного магнитного поля представляет сложную проблему и может быть выполнено лишь на базе полумпирических ме-

тодов расчета турбулентных течений в магнитной гидродинамике, которые в настоящее время еще недостаточно совершенны. Поэтому о степени достоверности результатов теоретических расчетов теплообмена (см., например, [2]) можно судить, лишь сравнивая их с экспериментальными данными. Однако в опубликованных в литературе экспериментальных исследованиях [3, 4] обнаружен скорее качественный, чем количественный эффект. Причем исследована очень узкая область значений числа Гартмана. В работе [3] исследование теплообмена проводилось при течении электродитов в канале сечением 4×20 мм, и максимальное значение числа Гартмана (построенного по гидравлическому диаметру) достигало ~ 3.3 , а в работе [4] — при течении ртути в круглой трубе получены данные лишь для одного значения числа Гартмана $H = 115$.

Ввиду этого представляется целесообразным расширение области исследований по числу Гартмана и получение количественных зависимостей, что и составило цель настоящего экспериментального исследования.

Эксперименты проводились на установке с жидкометаллическим контуром, в котором в качестве теплоносителя использовался расплавленный галлий. Подробные сведения об этой установке и особенностях работы с жидким галлием изложены в работах [5, 6]. Температура жидкого металла в контуре не превышала 70°C . Для непрерывной очистки жидкого галлия от окислов, выпадающих в виде нерастворимого порошка во время работы, к основному контуру был добавлен байпасный контур с пористым стеклянным фильтром ШОТ-2.

Исследование проводилось на канале прямоугольного сечения со сторонами 40.3 мм (вертикальная стенка) и 6.2 мм (поперечная стенка). Отношение сторон — 6.5. Стенки канала — медные. Длина канала 1100 мм. В центре одной из вертикальных стенок канала был профрезерован продольный паз, а по длине стенки — несколько вертикальных пазов, которые служили для укладки термоэлектродов термомпар. В продольном пазу на длине 590 мм зачеканивалось 14 хромель-копелевых термомпар.

На вертикальные стенки канала, к которым при помощи теплостойкого лака приклеивался двойной слой тонкой кремнеземистой ткани ($\delta = 0.1$ мм), накладывался нагреватель из немагнитной нержавеющей стали 1Х18Н9Т с размерами $0.2 \times 40 \times 736$ мм, для питания которого использовался постоянный ток. На нагреватель накладывался слой изоляции толщиной 10 мм. Канал устанавливался наклонно к горизонтальной плоскости (под углом 15°). До входа в магнитное поле канал имел участки гидродинамической и тепловой стабилизации.

Магнитное поле, направленное перпендикулярно к вертикальным стенкам канала, создавалось системой, состоящей из четырех пар постоянных магнитов, соединенных полюсными наконечниками. Размеры полюсных наконечников 70×650 мм. Величина индукции магнитного поля регулировалась путем изменения зазора между полюсными наконечниками. Индукция поля в центре зазора оставалась постоянной с точностью $\pm 1.5\%$ на длине примерно 600 мм. В вертикальном направлении индукция магнитного поля также была постоянна с точностью до $\pm 1\%$ на высоте 45 мм.

Эксперименты проводились при постоянном значении числа Гартмана и переменном числе Рейнольдса (изменялся расход жидкого металла в контуре). Причем сначала проводились эксперименты при наличии магнитного поля, после чего магнитная система выдвигалась, и проводились эксперименты в отсутствие поля.

При проведении эксперимента на установившемся режиме измерялись следующие величины.

1. Среднесмешанная температура жидкого металла на входе и выходе из экспериментального участка (хромель-копелевыми термомпарами).
2. Подогрев теплоносителя в экспериментальном участке (дифференциальной хромель-копелевой термомпарой, спаи которой помещались в смесительные камеры на входе и выходе из канала).
3. Температура стенки канала по длине в 14 точках (хромель-копелевыми термомпарами).
4. Расход жидкого металла (расходомером Вентури).
5. Ток и падение напряжения в нагревателе.

Величина индукции магнитного поля устанавливалась заранее при тарировке магнитной системы. Для измерения э.д.с. термомпар использовался полуавтоматический потенциометр Р 2/1.

Обработка данных измерений производилась следующим образом: из графика распределения температуры стенки T_w и среднесмешанной температуры жидкости $\langle T \rangle$ по длине канала на участке стабилизированного теплообмена определялась разность между температурой внутренней поверхности канала и среднесмешанной температурой жидкости, которая, как известно, при условии постоянной плотности теплового потока на стенке q_w , меняется линейно по длине канала. Коэффициент теплоотдачи α рассчитывался по формуле

$$\alpha = \frac{q_w}{T_w - \langle T \rangle} \quad (1)$$

Величина q_w определялась по изменению теплосодержания жидкости в рабочем участке и контролировалась путем измерения мощности нагревателя.

При расчете вводилась поправка на глубину заделки горячих спаев термопар в стенку канала. Далее определялось среднее число Нуссельта на участке стабилизированного теплообмена

$$N = ad / \lambda \tag{2}$$

В качестве характерного размера брался гидравлический диаметр d . За определяющую температуру принималась среднеарифметическая между средней температурой жидкости на входе и выходе из рабочего участка. Следует отметить, однако, что для тех значений разности температуры галлия на входе и выходе из экспериментального участка, которые имели место в экспериментах, изменение физических свойств галлия оказывалось незначительным.

Влияние свободной конвекции оценивалось по критерию, аналогичному критерию Фруда [7]

$$F = \frac{\beta g \vartheta d}{u_*^2}, \text{ где } \vartheta = T_w - \langle T \rangle \tag{3}$$

В работе [8] показано, что влияние свободной конвекции незначительно, когда $F < 1$. В наших экспериментах это условие всегда выполнялось.

При определении температурного напора $T_w - \langle T \rangle$ не учитывалось влияние осевых потоков тепла по стенкам канала и жидкому металлу на величину $\langle T \rangle$. Однако связанная с этим погрешность в определении $\langle T \rangle$ не превышала 0.04°C . При этом она уменьшается с ростом числа Пекле.

Погрешность, обусловленная джоулевым тепловыделением в жидком металле, также невелика. Так, для максимального значения числа Гартмана 120 и наибольшей скорости течения жидкого металла джоулево тепловыделение в канале не превышает 2% от подведенного тепла.

Основные параметры в экспериментах изменялись в следующих пределах:

число Пекле, $P = \langle u \rangle d / a$, от 180 до 2500

число Рейнольдса, $R = \langle u \rangle d / \nu$, от $9 \cdot 10^3$ до $1.25 \cdot 10^5$

число Гартмана, $H = Bd\sqrt{\sigma / \rho \nu}$, 0, 60, 90, 120

средняя скорость течения теплоносителя, $\langle u \rangle$ м/сек, от 0.3 до 4.0

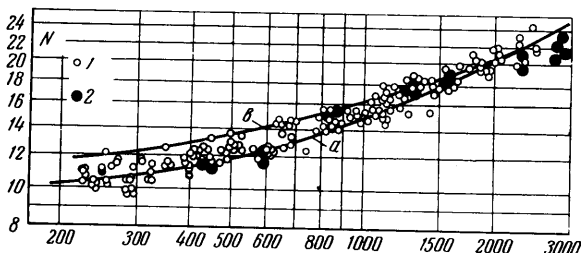
средняя температура теплоносителя, $^\circ\text{C}$, от 40 до 70

удельная тепловая нагрузка, q_w Вт/м², $\sim 8 \cdot 10^4$

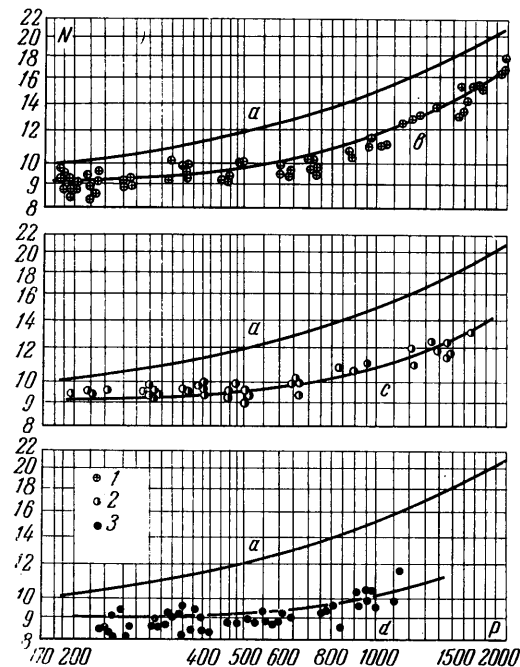
средний температурный напор, $T_w - \langle T \rangle$, $^\circ\text{C}$, от 2.8 до 5.0

подогрев теплоносителя в экспериментальном участке, $^\circ\text{C}$, от 4 до 25

магнитное число Рейнольдса, $R_M = \mu_0 \sigma \langle u \rangle d$, от $1.2 \cdot 10^{-2}$ до $1.6 \cdot 10^{-1}$.



Фиг. 1



Фиг. 2

Расхождение баланса тепла (определяемого по изменению теплосодержания галлия в рабочем участке и по мощности, подведенной к нагревателю) в большинстве опытов не превышало $\pm 4\%$ и лишь в некоторых опытах, относящихся главным образом к малым числам Пекле, доходило до 6—8%.

Максимальное отклонение показаний термомпар, зачеканенных в стенку канала, от осредняющей линии не превышало 0.8°C , причем отклонение показаний большинства термомпар составляло не более $0.3-0.5^\circ\text{C}$.

Результаты экспериментального исследования теплоотдачи при течении галлия в канале прямоугольного сечения в отсутствие магнитного поля приведены на фиг. 1, где они обозначены цифрой 1. Эти результаты аппроксимируются кривой *a*, удовлетворительно согласуются с теоретической зависимостью Лайона для плоских каналов $N = 10 + 0.025P^{0.8}$ (кривая *e* на фиг. 1) и совпадают с данными работы [9], которые получены на канале прямоугольного сечения (50×12 мм) при течении ртути, обозначенные цифрой 2. Этот результат имеет самостоятельное значение, поскольку экспериментальные точки выполненных ранее работ по теплообмену в каналах прямоугольного сечения [10] располагаются значительно ниже, и поэтому до недавнего времени теплообмен в таких каналах предлагалось [11] рассчитывать по формулам для круглых труб, принимая в качестве характерного размера гидравлический диаметр. Данные настоящей работы, а также работы [9], подтверждают справедливость формулы Лайона для плоских каналов.

На фиг. 2 приведены результаты экспериментального исследования теплоотдачи, полученные при наложении поперечного магнитного поля. Кривая *a* соответствует фиг. 1. Точки, обозначенные цифрами 1, 2 и 3, получены при постоянных значениях числа Гартмана 60, 90 и 120 соответственно. Вся совокупность приведенных экспериментальных данных удовлетворительно описывается эмпирической зависимостью

$$N = 9 + \frac{0.006 P}{1 + 14.8(H^2/R)} \quad (4)$$

Кривые *b*, *c* и *d* на фиг. 2 построены по формуле (4) для $H = 60, 90$ и 120 .

Результаты, полученные в настоящей работе, обнаруживают значительное влияние поперечного магнитного поля на конвективный теплообмен, причем интенсивность теплообмена в исследованной области чисел P и H уменьшается с ростом числа Гартмана. Однако с ростом числа Пекле (т. е. с ростом числа Рейнольдса) величина отношения инерционных сил в потоке к магнитогидродинамическим силам (при постоянном числе Гартмана) увеличивается, в результате чего воздействие магнитного поля на пульсационное движение и конвективный теплообмен уменьшается. При уменьшении числа Пекле сближение интенсивности теплоотдачи становится менее заметным, что обусловлено уменьшением интенсивности турбулентного переноса, в связи с чем увеличивается роль теплопроводности в процессе теплообмена.

Поступило 24 XI 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Зигель Р. Влияние магнитного поля на конвективную теплоотдачу в канале, образованном параллельными пластинами. *Механика*, Сб. перев., 1959, № 3.
2. Красильников Е. Ю. Влияние поперечного магнитного поля на конвективный теплообмен при течении проводящей жидкости в канале. *Магнитная гидродинамика*, 1965, № 3.
3. Блум Э. Я. Влияние магнитного поля на суммарный теплообмен в электролитах. *Изв. АН Латв.ССР, Сер. физ. и техн. наук*, 1964, № 4.
4. Гарднер Р., Ухерка К., Ликудис П. Влияние поперечного магнитного поля на теплообмен в потоке жидкого металла при вынужденной конвекции. *Ракетная техника и космонавтика*, 1966, № 5, стр. 103.
5. Ковнер Д. С., Красильников Е. Ю., Миронов О. М. Экспериментальный жидкометаллический галлиевый контур для магнитогидродинамических исследований. *Теплофизика высоких температур*, 1965, т. 3, № 2.
6. Ковнер Д. С., Красильников Е. Ю., Паневин И. Г. Экспериментальное исследование влияния продольного магнитного поля на конвективный теплообмен при турбулентном течении проводящей жидкости в трубе. *Магнитная гидродинамика*, 1966, № 4.
7. Янтовский Е. И. Оценка влияния свободной конвекции на турбулентное течение. *Ж. техн. физ.*, 1959, т. 29, № 11.
8. Кокорев Л. С., Ряпасов В. Н. Измерения распределения температуры в турбулентном потоке ртути в круглой трубе. Сб. «Жидкие металлы», Госатомиздат, 1963.
9. Субботин В. И., Казновский С. П., Сидоров В. И. Исследование теплообмена жидким металлом в канале прямоугольного сечения. *Теплоэнергетика*, 1961, № 9.
10. Lubarsky B., Kaufman S. Review of Experimental Investigation of Liquid Metals. Heat Transfer Report NASA 1270, 1956.
11. Кутателадзе С. С., Боришанский В. М., Новиков И. И., Федынский О. С. Жидкометаллические теплоносители. Атомиздат, 1958.