

экспериментальных данных относительно расчетной кривой. Поэтому на фиг. 2 дано сравнение с нормированным спектром диссипации в натуральном масштабе (фиг. 7 из [1]). Через D обозначена величина $D = (\eta k)^2 (e\nu^5)^{1/4} E_1(k)$. Из обоих графиков видно, что, несмотря на некоторый разброс индивидуальных эмпирических данных, разнородные экспериментальные данные ряда авторов согласуются с теоретической кривой.

Поступила 20 IX 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. М., «Наука», 1965.

УДК 532.517.4:538.4

ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТЕЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОЙ ЖИДКОСТИ В КРУГЛОЙ ТРУБЕ С ВНЕЗАПНЫМ СУЖЕНИЕМ НА ВХОДЕ

Б. Н. БАУШЕВ, В. С. НИКОЛАЕНКО, И. Г. ПАНЕВИН

(Москва)

На основе методики, разработанной в [1], изучается влияние условий входа в экспериментальный участок на характер течения электропроводной жидкости в круглой трубе в продольном магнитном поле.

Эксперимент проводился на установке, описанной в работе [1]. Вход в экспериментальный участок (гладкая труба из немагнитной нержавеющей стали длиной 2120 мм с внутренним диаметром 6 ± 0.005 мм) из подводящей трубы диаметром 20 мм находился в зоне действия однородного магнитного поля и был выполнен в виде внезапного сужения с полууглом 90° . Выбранное соотношение диаметров экспериментального и подводящего каналов (0.33) позволяло сохранять ламинарный режим течения в подводящей трубе при наличии турбулентного течения в экспериментальном участке вплоть до чисел Рейнольдса $R = \langle u \rangle d / \nu \leq 7500$ ($\langle u \rangle$ — средняя скорость, d — диаметр трубы, ν — коэффициент кинематической вязкости).

В отличие от работы [1] в настоящем исследовании использовался дисковый охлаждаемый водой соленоид, который обеспечивал получение однородного магнитного поля до 0.8 тл (с точностью $\pm 2.5\%$) на протяжении 2120 мм.

В процессе эксперимента измерялись: распределение статического давления по длине экспериментального участка при помощи 32 стеклянных двухжидкостных пьезометров, объемный расход жидкости (расходомером Вентури), температура жидкого металла на входе в экспериментальный участок и на выходе из него при помощи хромель-копелевых термопар, ток в соленоиде. Распределение статического давления по длине экспериментального участка измерялось как в отсутствие, так и при наличии магнитного поля, причем магнитное поле накладывалось на исходное турбулентное течение.

Коэффициент сопротивления рассчитывался на формуле $\lambda = -(2d/\rho) \langle u \rangle^{-2} dp/dx$, где dp/dx — градиент статического давления на участке стабилизированного течения.

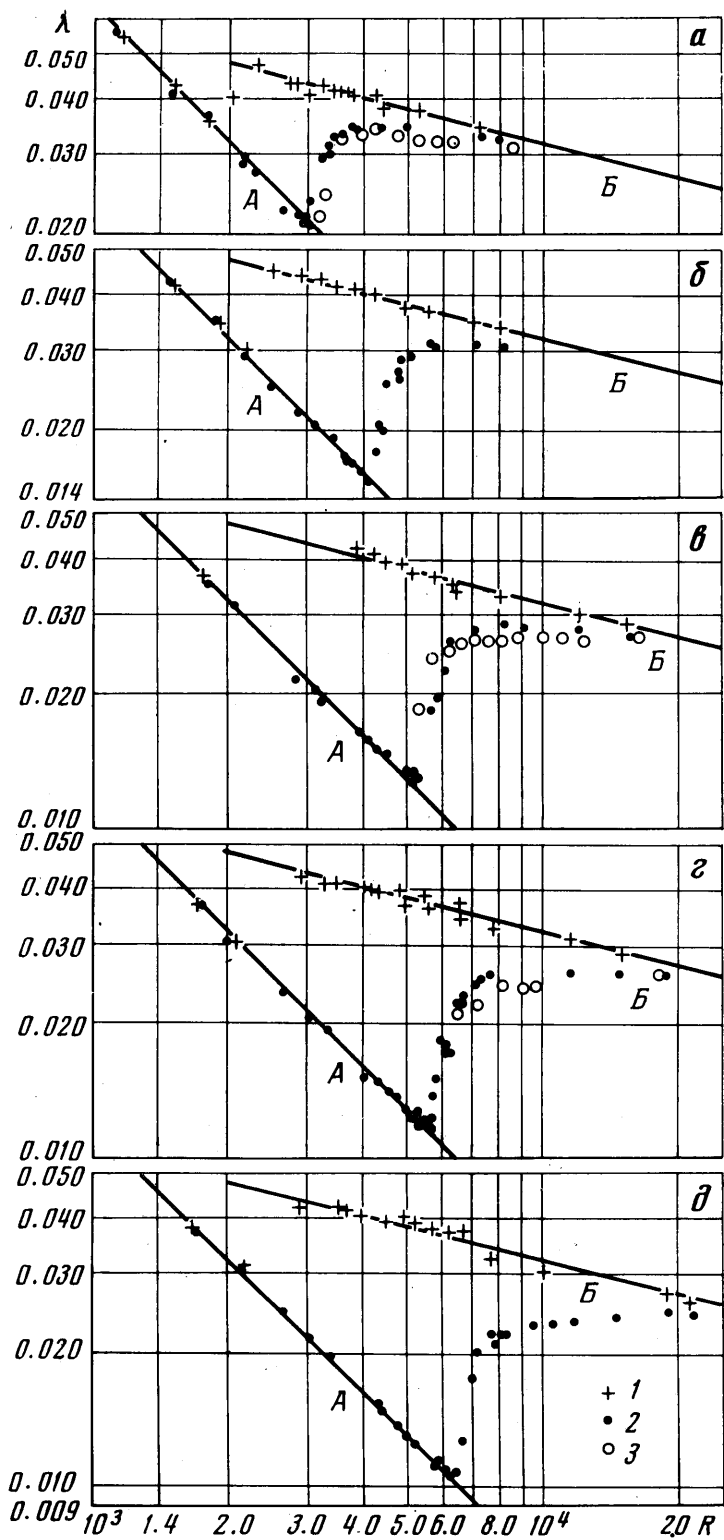
Результаты измерений представлены на фиг. 1 в виде зависимостей λ от чисел Рейнольдса R и Гартмана $H = Bd\sqrt{\sigma/\rho\nu}$ (где B — индукция магнитного поля, ρ — плотность, а σ — электропроводность жидкости). Точки 1 и 2 на фиг. 1, а, б, в, г, д соответствуют значениям H , указанным в круглых скобках, (0,50), (0,89), (0,128), (0,146), (0,166). В качестве примера на фиг. 1, а, в, г приведены экспериментальные точки 3, полученные в работе [2], видимо, при аналогичных условиях входа соответственно для значений $H = 47, 110$ и 144 . Кривая А на фиг. 1 соответствует закону Пуазейля, а кривая Б — закону Блазиуса.

Видно, что значения λ для стабилизированного течения совпадают с кривой Пуазейля при $R < R_{*B}$, где R_{*B} — значение критического числа Рейнольдса, соответствующее началу перехода от ламинаризованного режима течения к турбулентному при определенной величине индукции магнитного поля.

Для $H = 50, 89, 128, 146$ и 166 получены соответственно $R_{*B} = 3010, 4080, 5150, 5650$ и 6400 . Эти результаты приведены на фиг. 2 (точки 1) в виде зависимости R_{*B}/R_* от числа Стюарта $S_* = H^2/R_{*B}$, также соответствующего началу перехода от ламинаризованного режима течения к турбулентному. Там же показаны результаты работы [1] (точки 2) и нанесена прямая, аппроксимирующая экспериментальные данные работы [2]

$$(1) \quad R_{*B}/R_* = 1 + 0.4S_*$$

Видно, что данные настоящего исследования согласуются с результатами работ [1, 2].



Фиг. 1

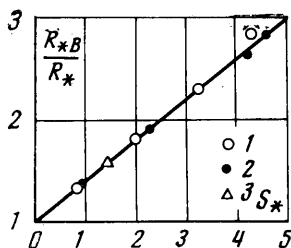
Следует отметить, что в рассматриваемых условиях критическое число Рейнольдса начала перехода в отсутствие магнитного поля $R_* = 2250$, т. е. такое же, как в [1, 2] и, по-видимому, соответствует нижнему критическому числу Рейнольдса.

Таким образом, несмотря на существенное отличие входных условий, характер перехода от ламинаризованного режима течения к турбулентному в настоящем исследовании и работах [1, 2] оказался идентичным как в отсутствие, так и при наличии магнитного поля. При этом данные [2], в которых ламинаризованное течение было нестабилизированным, полностью подтвердились в настоящем исследовании, где течение было стабилизированным на всех режимах.

Приведенная выше зависимость (1) также хорошо описывает экспериментальные данные работы [3] ($R_* = 3000$ при $H = 0$ и $R_{*B} = 4800$ при $H = 82.5$ (фиг. 2, точка 3)), в которой исследовалось течение ртути в круглой трубе в продольном магнитном поле. Труба имела на входе конический конфузур с полууглом 5° , снабженный специальным турбулизирующим выступом. Указанное входное устройство (находилось в зоне действия однородного магнитного поля) позволило повысить критическое число Рейнольдса до $R_* = 3000$ [3] по сравнению с $R_* = 2250$ в [1, 2].

Зависимость (1), по-видимому, имеет универсальный характер с ее помощью можно прогнозировать величину R_{*B} (если известна величина R_*) в функции S_* для разных условий входа в широкий диапазоне изменения уровня начальных возмущений в потоке.

Полученные результаты показывают, что с помощью продольного магнитного поля можно ламинаризовать турбулентное течение электропроводной жидкости в трубах с различными условиями входа потока в экспериментальный участок при $R < R_{*B}$. Кроме того, хорошее совпадение данных настоящего исследования и [2] позволяет сделать вывод о том, что метод исследования течения при помощи такого



Фиг. 2

интегрального фактора, каким является коэффициент сопротивления λ , и метод, основанный на измерении коэффициента перемежаемости с помощью термоанемометра, дают тождественные результаты.

Авторы благодарят Б. П. Борисова за помощь в проведении экспериментов, Е. Ю. Красильникова за обсуждение методики и результатов работы и А. Б. Цинобера за полезную дискуссию.

Поступила 14 I 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Красильников Е. Ю., Луцки В. Г., Николаенко В. С., Паневин И. Г. Экспериментальное исследование течения электропроводной жидкости в круглой трубе в продольном магнитном поле. Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, № 2.
2. Fraim F. W., Heiser W. H. The effect of a strong longitudinal magnetic field on the flow of mercury in circular tube. J. Fluid. Mech., 1968, vol. 33, pt 2.
3. Генин Л. Г., Жилин В. Г., Маньча С. П. Влияние продольного магнитного поля на устойчивость течения электропроводной жидкости. Теплофизика высоких температур, 1970, т. 8, № 2.

УДК 532.522

О ПЕРВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ В ЗАДАЧЕ ОБ УСТАНОВИВШЕМСЯ ИСТЕЧЕНИИ ЖИДКОСТИ С УЧЕТОМ ПОВЕРХНОСТНЫХ СИЛ

В. С. ТЕМКИНА

(Харьков)

Рассматривается плоская задача о нахождении формы свободной поверхности идеальной несжимаемой жидкости при установившемся истечении из бесконечного слоя через точечный сток. Учитываются силы тяжести и поверхностного натяжения.

В первом приближении скорость на свободной поверхности находится в явном виде из решения вспомогательной задачи, после чего задача о нахождении формы свободной поверхности жидкости сводится к решению краевой задачи на полуоси для нелинейного обыкновенного дифференциального уравнения второго порядка. Изучается качественное поведение решений этого уравнения. Показано, что поверхность жидкости поднимается над сливным отверстием выше уровня на бесконечности. Описывается методика численного решения краевой задачи. Приводятся графики формы свободной поверхности жидкости при различных значениях чисел Бонда и Фруда.