

Заметим, что согласно опытным данным [4] вырождение турбулентности за решеткой подчиняется степенному закону с показателем степени, заключенным между 1.2 и 1.5.

Пусть теперь  $Re_\infty < \infty$ . Поскольку  $\mu_t \rightarrow 0$  при  $x \rightarrow \infty$ , ясно, что в этом случае изменение как первых, так и вторых моментов будет определяться молекулярной вязкостью.

Анализ приведенных в [1] уравнений баланса показывает, что в этом случае

$$(4) \quad \sqrt{\langle T'^2 \rangle} \sim \beta_1 \sqrt{\frac{\mu_t}{\mu}} t_0, \quad \sqrt{\langle n'^2 \rangle} \sim \beta_2 \sqrt{\frac{\mu_t}{\mu}} n_0, \quad \langle n'T' \rangle \sim \beta_3 \frac{\mu_t}{\mu} t_0 n_0$$

где  $\mu$  — коэффициент динамической вязкости,  $\beta_1, \beta_2, \beta_3$  — постоянные, а зависимости  $t_0(x), n_0(x), \mu_t(x)$  даются соотношениями (1), при  $Re_\infty < \infty$ .

Нетрудно видеть, что затухание пульсационных параметров в рассматриваемом случае оказывается более быстрым:

$$\sqrt{\langle T_0'^2 \rangle} \sim \text{const } x^{-5/4}, \quad \sqrt{\langle n_0'^2 \rangle} \sim \text{const } x^{-5/4} / \ln x.$$

В настоящее время опытные данные, относящиеся к поведению пульсационных параметров в осесимметричном следе в области преобладающего влияния молекулярной вязкости, отсутствуют. Близким по физическому смыслу к рассматриваемому процессу является заключительный период вырождения турбулентности за решеткой. Опытные данные [5] свидетельствуют о том, что в заключительный период вырождения средней квадрат пульсаций скорости пропорционален продольной координате в степени  $-5/2$ .

Для кинетической энергии турбулентности может быть получено аналогичное (4) соотношение  $E_0 \sim \beta_e (\mu_t/\mu) u_0^2$  или с учетом (1)

$$(5) \quad E_0 \sim k \beta_e \sqrt{\ln 2} c_x^3 (Re_\infty/16)^{1/2} x^{-5/2}$$

Из соотношений (3), (5) видно, что законы вырождения поля скорости в осесимметричном следе как в области развитой турбулентности, так и в области существенного влияния молекулярной вязкости оказываются близкими к законам вырождения турбулентности за решеткой.

Поступила 14 VII 1972

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Скурин Л. И. О расчете пульсационных характеристик в дальнем следе за телом. Физика горения и взрыва, 1974, т. 10, № 1.
2. Скурин Л. И. Асимптотика реагирующего дальнего следа. В сб. «Тепло- и массоперенос», т. 1, ч. 3. Минск, 1972.
3. Скурин Л. И. Вопросы расчета параметров потока в ближнем и дальнем следе. В сб. «Тепло- и массоперенос», т. 10, ч. 1. Минск, 1973.
4. Uberoi M. S. Energy transfer in isotropic turbulence. Phys. Fluids, 1963, vol. 6, No. 8.
5. Batchelor G. K., Townsend A. A. Decay of turbulence in the final period. Proc. Roy. Soc., London, Ser. A., 1948, vol. 194, No. 1039.

УДК 532.517:538.4

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛИЗАЦИИ ТЕЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОЙ ЖИДКОСТИ В КРУГЛОЙ ТРУБЕ И ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. С. НИКОЛАЕНКО, И. Г. ПАНЕВИН

(Москва)

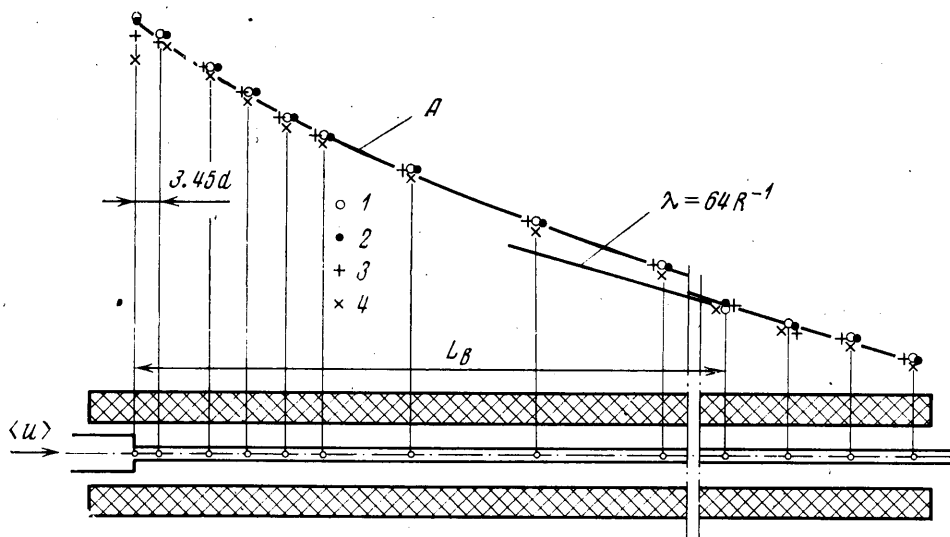
Наложение продольного магнитного поля на поток электропроводной жидкости в трубе (турбулентный или ламинарный) приводит к перестройке течения и изменению длины стабилизации, что необходимо учитывать при интерпретации результатов эксперимента.

Так, например, в [1, 2] не учитывалось влияние стабилизации при анализе опытных данных и это отразилось на выводах. Упоминание о длине стабилизации и

влиянии ее на коэффициент сопротивления  $\lambda$  при течении жидкого металла в круглой трубе имеется в [3-6].

В настоящее время в литературе отсутствуют работы, посвященные экспериментальному исследованию гидродинамической стабилизации течения проводящей жидкости в круглой трубе в продольном магнитном поле.

Поэтому исследование закономерностей стабилизации при течении электропроводной жидкости в продольном магнитном поле в зависимости от чисел Рейнольдса  $R = \langle u \rangle d / \nu$  и Гартмана  $H = Bd\sqrt{\sigma/\rho\nu}$  (где  $\langle u \rangle$  — средняя скорость,  $d$  — диаметр трубы,



Фиг. 1

$\nu$  — коэффициент кинематической вязкости,  $B$  — индукция магнитного поля,  $\sigma$  — электропроводность,  $\rho$  — плотность) является важной самостоятельной задачей.

В отсутствие магнитного поля длина стабилизации при ламинарном режиме течения в круглой трубе с равномерным профилем скорости на входе пропорциональна числу Рейнольдса  $R$  и определяется формулой [7, 8]  $L/d \approx 0.06R$ , где  $L$  — длина, на которой происходит стабилизация течения.

При наложении продольного магнитного поля на развивающийся ламинарный поток длина стабилизации должна увеличиваться по сравнению со случаем отсутствия магнитного поля из-за взаимодействия радиальной составляющей скорости с продольным магнитным полем [9]; в случае турбулентного течения наряду с указанным выше эффектом также имеет место механизм подавления турбулентности магнитным полем.

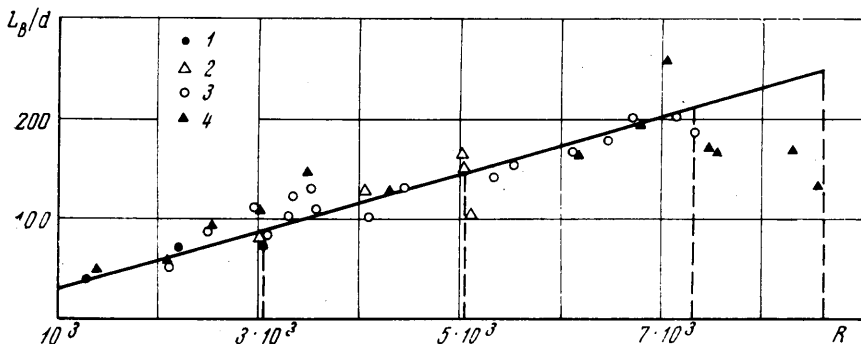
Настоящая работа посвящена изучению влияния магнитного поля на длину стабилизации потока электропроводной жидкости в круглой трубе, вход в которую выполнен в виде внезапного сужения и расположен в зоне однородного магнитного поля.

Подобная конструкция входного устройства, являющаяся предельной по углу раскрытия ( $2\alpha = 180^\circ$ ), широко распространена в технике и обеспечивает переход к турбулентному режиму течения при нижнем критическом числе Рейнольдса.

Известно [7], что во входной зоне трубы в рассматриваемых условиях происходит сужение потока, причем диаметр живого сечения составляет  $\sim 0.8$  диаметра экспериментального участка. Профиль скорости в горловине потока близок к равномерному. При наложении продольного магнитного поля, как показывают эксперименты авторов, сужение потока уменьшается и при достижении определенного значения индукции исчезает полностью.

Таким образом, с увеличением магнитного поля условия на входе в трубу все более приближаются к случаю безотрывного течения. Поэтому в данных экспериментах влияние магнитного поля на длину стабилизации должно проявиться в максимальной степени.

Эксперимент проводился на установке, описанной в работе [6]. Экспериментальный участок представлял собой калиброванную трубу из нержавеющей немагнитной стали с внутренним диаметром  $\varnothing 6 \pm 0.005$  мм, в которой на длине 2120 мм располагалось 32 пояса отбора статического давления (по четыре радиальных отверстия  $\varnothing 0.5$  мм в каждом поясе). Соотношение основного ( $\varnothing 6$  мм) и подводящего ( $\varnothing 20$  мм) каналов позволило сохранять ламинарный режим течения во входном



Фиг. 2

устройстве при наличии турбулентного режима течения в экспериментальном участке вплоть до  $R \leq 7500$ .

Результаты эксперимента приведены на фиг. 1–3. В качестве примера на фиг. 1 приведено распределение статического давления вдоль трубы для  $R=5300$  и чисел Гартмана 150, 162, 212, 242 (точки 1, 2, 3, 4 соответственно). Там же нанесена аппроксимирующая кривая А и прямая, наклон которой соответствует закону Пуазейля.

Видно, что снижение статического давления вблизи входа ( $x/d=0.4$ ), характеризующее сужение потока, исчезает при числе  $H \geq 212$ .

В качестве длины стабилизации течения принята длина, на которой коэффициент сопротивления  $\lambda$  достигает своего предельного значения  $\lambda_*$ , соответствующего установившемуся режиму течения, с заданной точностью  $\delta = (\lambda - \lambda_*) / \lambda_*$  [10].

Коэффициент сопротивления рассчитывался по формуле

$$\lambda = -(dh/dx) 2gd(u)^{-2}$$

где  $dh/dx$  — градиент статического давления вдоль экспериментального участка,  $g$  — ускорение силы тяжести.

Известно, что при ламинарном течении жидкости в трубе в отсутствие магнитного поля распределение статического давления по длине начального участка имеет экспоненциальный характер [10]. Следовательно, можно предположить, что распределение статического давления по длине трубы при течении электропроводной жидкости в продольном магнитном поле будет иметь аналогичный характер. Поэтому в настоящей работе для аппроксимации экспериментального распределения статического давления по длине трубы использовалась следующая функция:

$$(1) \quad h_i = a_0 - a_1(x/d) + a_2 e^{-a_3(x/d)}$$

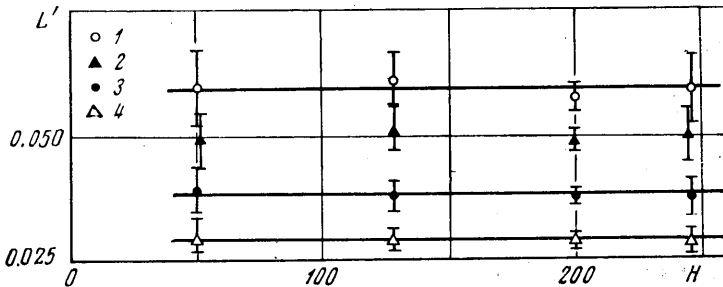
где  $h_i$  — статическое давление в точке с координатой  $x_i$  (отсчет ведется от входа в трубу),  $a_0, a_1, a_2, a_3$  — коэффициенты, подлежащие определению.

Обработка экспериментальных данных производилась при помощи ЭВЦМ «НАИРИ-2», что позволило определить длину стабилизации из экспериментального распределения статического давления с точностью, которая применяется в расчетных методах ( $\delta \geq 0.01$ ) [10].

При подборе коэффициентов в формуле (1), аппроксимирующей экспериментальное распределение статического давления по длине трубы, использовали метод наименьших квадратов [11]. Решение полученной системы четырех нелинейных уравнений производилось методом деления отрезков пополам.

Эксперименты по исследованию длины стабилизации течения электропроводной жидкости в круглой трубе в продольном магнитном поле проводились для чисел Гартмана 50, 128, 200 и 246 в диапазоне чисел Рейнольдса  $1.5-3.5 \cdot 10^3$ , причем длина стабилизации на каждом режиме определялась для четырех значений  $\delta = 0.01, 0.02, 0.05, 0.10$ .

На фиг. 2 приведены экспериментальные данные в виде зависимости  $L_B/d$  от  $R$  для чисел Гартмана  $H=50, 128, 200$  и  $246$  (точки 1, 2, 3 и 4 соответственно) при  $\delta=0.10$ . Вертикальные пунктирные линии соответствуют критическим значениям чисел Рейнольдса начала перехода  $R_{*B}$  от ламинаризованного течения к турбулентному для указанных выше чисел  $H$ . Видно, что длина стабилизации течения элект-



Фиг. 3

ропроводной жидкости в трубе в продольном магнитном поле растет с увеличением числа Рейнольдса вплоть до  $R_{*B}$ ; при  $R_{*B}$  происходит резкое уменьшение  $L_B$ .

Эти значения длин стабилизации явились исходными для построения зависимости  $L'=f(H)$  (фиг. 3), на которой точки 1, 2, 3 и 4 соответствуют значениям  $\delta=0.01, 0.02, 0.05, 0.10$

$$L' = \left\langle \frac{L_B}{dR} \right\rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{L_{Bi}}{dR}$$

Здесь  $n$  — число экспериментальных значений  $L_B$  при данном числе Гартмана. Там же нанесена величина среднеквадратичной ошибки [12].

Таким образом, в исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса и Гартмана наложение продольного магнитного поля не оказывает заметного в пределах погрешности эксперимента влияния на длину стабилизации течения электропроводной жидкости в круглой трубе при  $0.12 > H/R > 0.033$ .

В обсуждении методики проведения эксперимента и обработке опытных данных принимал участие Е. Ю. Красильников, за что авторы благодарят его, а также Б. Н. Баушева, Б. И. Борисова и Е. Д. Замогину за помощь в проведении эксперимента, а Д. С. Ковнера и С. А. Регирера за полезное обсуждение результатов.

Поступила 10 VII 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Генин Л. Г., Жилин В. Г. Влияние продольного магнитного поля на коэффициент сопротивления при течении ртути в круглой трубе. Теплофизика высоких температур, 1966, т. 4, № 2.
2. Генин Л. Г., Жилин В. Г., Петузов В. С. Экспериментальное исследование турбулентного течения ртути в круглой трубе в продольном магнитном поле. Теплофизика высоких температур, 1967, т. 5, № 2.
3. Globe S. The effect of a longitudinal magnetic field on pipe flow mercury. Trans. ASME, Ser. C, J. Heat Trans, 1961, vol. 83, No. 4. (Рус. перев.: Влияние продольного магнитного поля на течение ртути в трубе. Тр. Америк. о-ва инж.-механ., Сер. C, Теплопередача, 1961, т. 83, № 4.)
4. Fraim F. W., Heiser W. H. The effect of a strong longitudinal magnetic field on the flow of mercury in a circular tube. J. Fluid Mech., 1968, vol. 33, pt 2.
5. Генин Л. Г., Жилин В. Г., Манчга С. П. Влияние продольного магнитного поля на устойчивость течения электропроводной жидкости. Теплофизика высоких температур, 1970, т. 8, № 2.
6. 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.

7. Шиллер Л. Движение жидкостей в трубах. М.—Л., ОНТИ, Главн. ред. обществен.-техн. лит. и номогр., 1936.
8. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1969.
9. Ватажин А. Б., Любимов Г. А., Регирер С. А. Магнитогидродинамические течения в каналах. М., «Наука», 1970.
10. Тарг С. М. Основные задачи теории ламинарных течений. М., Гостехиздат, 1951.
11. Положий Г. Н., Пахарева Н. А., Степаненко И. З., Бондаренко П. С., Великоиваненко И. М. Математический практикум. М., Физматгиз, 1960.
12. Сквайрс Дж. Практическая физика. М., «Мир», 1971.

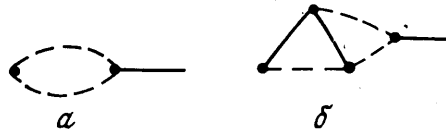
УДК 532.517.1

## КИНЕТИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ОДНОРОДНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Т. Л. ПЕРЕЛЬМАН, В. А. СОСИНОВИЧ

(Минск)

Одной из наиболее часто обсуждаемых схем замыкания моментных уравнений, описывающих однородную турбулентность несжимаемой жидкости, является схема [1, 2], которая основана на предположении о доминирующей роли прямых взаимодействий фурье-компонент поля скорости. Вывод уравнений для корреляционной функции в приближении прямых взаимодействий (ППВ) в [1, 2] создает впечатление, что справедливость этого приближения никак не связана с числом Рейнольдса



Re. Однако решение полученных уравнений [3] демонстрирует неплохое совпадение с экспериментом только при достаточно малых Re. Оказалось также, что уравнения несовместны с каскадным механизмом передачи энергии по спектру пульсаций разных масштабов [4].

В данной работе сделана попытка привести некоторые аргументы, позволяющие понять причину непригодности ППВ для замыкания моментных уравнений турбулентной скорости. Приведены также соображения в пользу того, что приближение, графически эквивалентное ППВ (в смысле диаграммной техники) является достаточным для получения кинетических уравнений для двумерной плотности вероятности значений турбулентной скорости.

1. Известно [5], что члену, соответствующему прямому взаимодействию фурье-компонент поля скорости, можно сопоставить диаграмму вида *a* на фигуре, где пунктирная линия соответствует корреляционной функции, сплошная — функции Грина, точка — константе связи, суммированию, вершинной функции. Физический смысл члена прямого взаимодействия, как это можно видеть из [1, 2], состоит в учете корреляции между изменением фурье-компоненты поля скорости  $u_i(\mathbf{k})$ , которое вызвано включением возмущения  $\sim u_\alpha(\mathbf{V})u_\beta(\mathbf{W})$  и выражением  $u_\gamma(\mathbf{V})u_\delta(\mathbf{W})$ , т. е.

$$(1.1) \quad D_1 \sim \langle \delta u_i(\mathbf{k}/\mathbf{V}, \mathbf{W}) u_\gamma(\mathbf{V}) u_\delta(\mathbf{W}) \rangle$$

Одна из простейших диаграмм, соответствующая членам непрямого взаимодействия, имеет вид *b* на фигуре. Члены непрямого взаимодействия пропорциональны сумме корреляторов, каждый из которых учитывает связь между изменением  $u_i(\mathbf{k})$ , которое происходит от включения возмущения  $\sim u_\alpha(\mathbf{k}')u_\beta(\mathbf{k}'')$ , и выражением  $u_\gamma(\mathbf{V})u_\delta(\mathbf{W})$ , причем  $\mathbf{k}', \mathbf{k}'' \neq \mathbf{V}, \mathbf{W}$ . Таким образом

$$(1.2) \quad D_2 \sim \sum_{\substack{\mathbf{k}', \mathbf{k}'' \neq \mathbf{V}, \mathbf{W} \\ \mathbf{k}' + \mathbf{k}'' = \mathbf{k}}} \langle \delta u_i(\mathbf{k}/\mathbf{k}', \mathbf{k}'') u_\gamma(\mathbf{V}) u_\delta(\mathbf{W}) \rangle$$

Так как прямой связи между членами  $u_\alpha(\mathbf{k}')u_\beta(\mathbf{k}'')$  и  $u_\gamma(\mathbf{V})u_\delta(\mathbf{W})$  нет, то ненулевое значение каждого из корреляторов в сумме (1.2) обеспечивается за счет распределения начального возмущения, вызванного включением возмущения  $\sim u_\alpha(\mathbf{k}')u_\beta(\mathbf{k}'')$  по всем степеням свободы. Пусть число степеней свободы будет равно  $N$ . Тогда каждый коррелятор в сумме (1.2) будет иметь в среднем порядок