

УДК 532.517.4 : 538.4

## СМЕШЕНИЕ СПУТНЫХ СТРУЙ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Б. Н. БАУШЕВ, Е. Ю. КРАСИЛЬНИКОВ, В. Г. ЛУЩИК, И. Г. ПАНЕВИН

*(Москва)*

Приведены результаты измерения профилей скорости на начальном участке смешения спутных турбулентных струй электропроводной жидкости в продольном магнитном поле. Показано, что магнитное поле оказывает существенное влияние на струйное течение: сужает ширину зоны смешения и увеличивает длину начального участка по сравнению со случаем отсутствия магнитного поля. Полученные результаты свидетельствуют о том, что профили скорости в слое смешения при течении в продольном магнитном поле автомодельные.

На основании экспериментальных данных определена функция  $\Psi$ , учитывающая влияние магнитного поля в выражении для напряжения турбулентного трения. С использованием полученной зависимости для  $\Psi$  выполнен расчет ширины зоны смешения при течении на начальном участке спутных струй в продольном магнитном поле. Результаты расчета сравниваются с опытными данными.

1. При турбулентном течении в продольном (относительно направления среднего движения) магнитном поле в уравнении движения отсутствует член, описывающий взаимодействие среднего движения с магнитным полем (так называемый эффект Гартмана), который даже в случае несильного магнитного поля намного превышает член, учитывающий турбулентное трение. В связи с этим для правильного качественного и количественного описания течения в продольном магнитном поле важное значение приобретает соответствующий учет влияния поля на характеристики пульсационного движения, в частности на величину напряжения турбулентного трения  $\tau$ .

В общем случае турбулентного течения со сдвигом в магнитном поле величину  $\tau$ , являющуюся функцией локальных характеристик потока и величины магнитного поля, можно представить в виде произведения двух функций. Одна из них представляет собой турбулентное трение ( $\tau_0$ ) в соответствии с той или иной гипотезой турбулентности в отсутствие магнитного поля, а другая ( $\Psi$ ) учитывает влияние магнитного поля.

Из соображений размерности следует, что при течении электропроводной жидкости (с коэффициентом электропроводности  $\sigma$ ) с поперечным градиентом скорости ( $\partial U / \partial y$ ) в магнитном поле (с индукцией  $B$ ) в случае локального равновесия между производством и диссипацией энергии турбулентности без непосредственного влияния вязкости на турбулентные пульсации функция  $\Psi$  может зависеть только от одного безразмерного параметра — критерия локального взаимодействия (локального числа Стюарта)  $S_l$  [1].

Таким образом

$$\tau = \Psi(S_l) \tau_0 \quad \left( S_l = \frac{\sigma B^2}{\rho} \left( \frac{\partial U}{\partial y} \right)^{-1} \right) \quad (1.1)$$

При этом очевидно, что вид функции  $\Psi(S_l)$  для магнитных полей различной ориентации будет разным.

Теоретическому исследованию турбулентного течения электропроводной жидкости в продольном магнитном поле посвящено довольно много работ (см., например, [2]). В большей части этих работ рассматривается пристеночный пограничный слой с обобщением на течение в трубах и каналах и лишь в немногих исследуется непосредственно струйный пограничный слой. Для определения вида функции  $\Psi(S_l)$  наряду с работами, посвященными непосредственно струйным течениям, предстают интерес и работы, относящиеся к пристеночным течениям, так как в пристеночном пограничном слое всегда можно выделить область течения вдали от твердой поверхности, где турбулентное трение, как и в свободном пограничном слое, намного превышает молекулярное.

На фиг. 1 представлены зависимости для функции  $\Psi(S_l)$ , полученные (либо непосредственно заимствованные) из следующих работ: кривая 1 соответствует функции  $\Psi(S_l)$  из работ [3, 4], 2 — из [5, 6], 3 — из [7], 4 — из [8], 5 — из [9], 6 — из [10], 7 — из [11] и 8 — из [12].

Как видно из фиг. 1, большинство из приведенных зависимостей для  $\Psi(S_l)$  не совпадают друг с другом, хотя можно заметить, что результаты работ [8, 11] (кривые 4 и 7), в которых учитывается изменение структуры турбулентности при течении в магнитном поле, близки между собой. Ис-

пользованная в этих работах модель анизотропной турбулентности с пре- имущественной ориентацией вихрей вдоль магнитного поля, как будет показано ниже, дает возможность удовлетворительно описать полученные экспериментальные данные по течению на начальном участке смешения спутных струй.

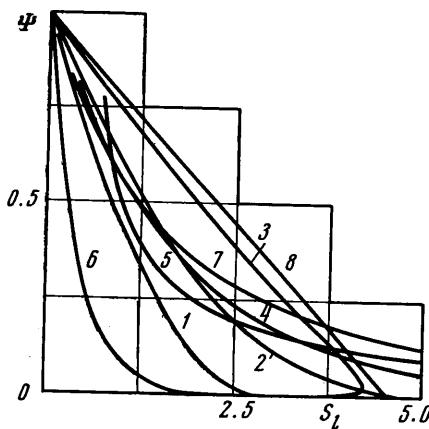
Экспериментальному исследованию струйных течений в обычной гидродинамике посвящено большое число работ (обширная библиография приведена, например, в [13, 14]). Струйные течения в магнитном поле изучены значительно меньше. Известны (см. [2]) исследования осредненных характеристик струйного течения проводящей жидкости в ограниченном пространстве при наличии попечного магнитного поля. Однако из результатов этих работ трудно извлечь информацию о влиянии магнитного поля на турбулентность, поскольку при этом существенным является воздействие поля на среднее течение. Поэтому изучение смешения осесимметричных струй в продольном магнитном поле, по-видимому, может дать значительно большую информацию о влиянии поля на свободную турбулентность.

Экспериментальному исследованию смешения спутных струй проводящей жидкости в продольном магнитном поле посвящено всего три работы [15—17], в которых изучалось течение на основном участке смешения затопленной струи и струи в спутном потоке. Полученные в [16, 17] результаты по измерению профилей скорости свидетельствуют о более медленном расширении струи по сравнению со случаем отсутствия магнитного поля, что является следствием уменьшения интенсивности турбулентности при течении в магнитном поле<sup>1</sup>. Последнее обстоятельство было непосредственно подтверждено данными термоанеметрических измерений [16].

Настоящая работа посвящена исследованию течения электропроводной жидкости в слое смешения на начальном участке спутных струй в продольном магнитном поле, которое, насколько известно авторам, ранее не проводилось.

**2. Рабочий участок и методика проведения экспериментов.** Исследование смешения спутных струй проводилось на установке с жидкокометаллическим контуром,

<sup>1</sup> Результаты [15] получены при очень малых значениях параметра взаимодействия (число Стюарта  $S \approx 10^{-3} \div 10^{-2}$ ), вследствие чего, как и следовало ожидать, не было обнаружено заметного влияния продольного магнитного поля на струйное течение.



Фиг. 1

магнитного поля. Однако из результатов этих работ трудно извлечь информацию о влиянии магнитного поля на турбулентность, поскольку при этом существенным является воздействие поля на среднее течение. Поэтому изучение смешения осесимметричных струй в продольном магнитном поле, по-видимому, может дать значительно большую информацию о влиянии поля на свободную турбулентность.

Экспериментальному исследованию смешения спутных струй проводящей жидкости в продольном магнитном поле посвящено всего три работы [15—17], в которых изучалось течение на основном участке смешения затопленной струи и струи в спутном потоке. Полученные в [16, 17] результаты по измерению профилей скорости свидетельствуют о более медленном расширении струи по сравнению со случаем отсутствия магнитного поля, что является следствием уменьшения интенсивности турбулентности при течении в магнитном поле<sup>1</sup>. Последнее обстоятельство было непосредственно подтверждено данными термоанеметрических измерений [16].

Настоящая работа посвящена исследованию течения электропроводной жидкости в слое смешения на начальном участке спутных струй в продольном магнитном поле, которое, насколько известно авторам, ранее не проводилось.

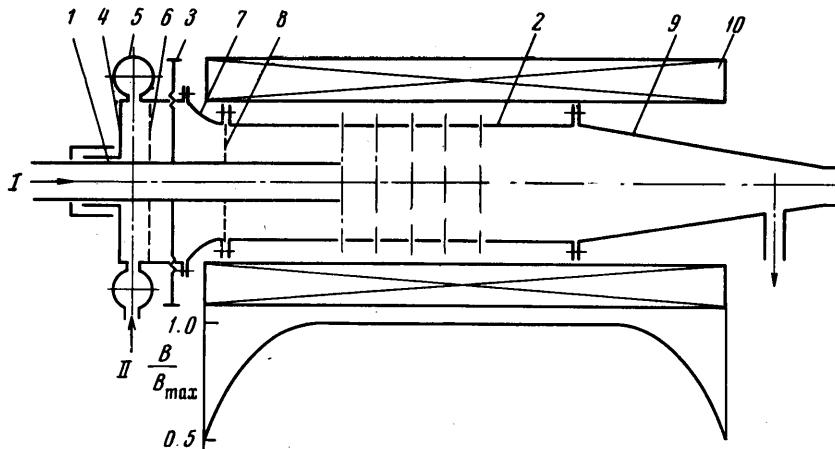
**2. Рабочий участок и методика проведения экспериментов.** Исследование смешения спутных струй проводилось на установке с жидкокометаллическим контуром,

<sup>1</sup> Результаты [15] получены при очень малых значениях параметра взаимодействия (число Стюарта  $S \approx 10^{-3} \div 10^{-2}$ ), вследствие чего, как и следовало ожидать, не было обнаружено заметного влияния продольного магнитного поля на струйное течение.

описание которой дано в [18]. В качестве проводящей жидкости использовался сплав, состоящий из 67% галлия, 20.5% индия и 12.5% олова по весу с температурой плавления 10.6° С.

Формирование спутных струй и исследование их смешения проводилось в рабочем участке, конструктивная схема которого представлена на фиг. 2. Центральная струя 1 истекает из сопла 1 длиной 700 мм и диаметром 40 мм с толщиной кромки не более 0.1 мм. Наружная поверхность сопла на длине 110 мм от среза выполнена в виде конуса с полууглом 2°30'. Сопло центрируется относительно опытной секции 2 длиной 1100 мм и диаметром 100 мм при помощи четырех винтов 3 во входной секции 4 спутного потока.

В полость спутного потока II жидкий металл вводится через распределительный коллектор 5 и перфорированную пластину 6, которые способствуют выравниванию скорости потока по сечению полости. Далее жидкий металл проходит через сопло Витопинского 7 с поджатием 2, хонейкомб 8 с пористостью 0.234, представляющий собой диск толщиной 6 мм, в котором в пересечениях прямоугольной сетки с шагом 5.5 мм просверлены отверстия диаметром 3 мм, и поступает в опытную секцию рабочего участка. Опытная секция, в которой происходит смешение спутных струй, имеет пять поясов отбора статического давления, расположенных на расстоянии 100 мм друг от друга (по 6 отверстий диаметром 0.5 мм в каждом пояске). В выходной секции рабочего участка 9 длиной 870 мм, имеющей форму конуса с полууглом 2° крепятся либо координатник с зондом, либо узел, обеспечивающий продольное пе-



Фиг. 2

ремещение гребенки из 20 насадков Пито. Рабочий участок устанавливается в полости соленоида 10 длиной 1700 мм так, что фланцы его служат посадочными поверхностями, обеспечивающими соосность рабочего участка и соленоида. Смешение спутных струй, как видно из фиг. 2, где показано изменение индукции магнитного поля по длине рабочего участка, происходит в однородном (с точностью  $\pm 1.5\%$ ) магнитном поле.

В процессе проведения экспериментов измерялись следующие основные параметры:

- 1) объемные расходы жидкого металла в магистралях центральной струи и спутного потока;
- 2) статическое давление на стенке и распределение его по диаметру опытной секции на различных расстояниях от среза сопла;
- 3) распределение полного давления по диаметру опытной секции на различных расстояниях от среза сопла;
- 4) ток, проходящий через обмотку соленоида;
- 5) температура жидкого металла в рабочем участке.

Измерение объемных расходов жидкого металла в магистралях центральной струи и спутного потока производилось расходомерами Вентури.

Для измерения распределения статического давления по сечению опытной секции использовался зонд с насадком Прандтля диаметром 1.4 мм. Расстояние от сферической головки насадка Прандтля до пояса отбора статического давления с четырьмя отверстиями диаметрами 0.3 мм, которое в отсутствие магнитного поля обычно выбирается в пределах 3–8 диаметров насадка, было увеличено до 14 ка-

либров в соответствии с результатами работы [19] для числа Стюарта, рассчитанного по диаметру насадка,  $S \leq 1$ , что связано с более медленным выравниванием давления вдоль поверхности насадка в продольном магнитном поле. Перемещение зонда по сечению и вдоль опытной секции осуществлялось с помощью специального координатника. Перемещение зонда по диаметру опытной секции производилось в вертикальной плоскости. Перед проведением экспериментов с помощью специального шаблона проводилась тарировка перемещения конца зонда в трех сечениях, выбранных для проведения измерений. Зонд и пояса отбора статического давления на стенке опытной секции с помощью трубок соединяются с двухжидкостными пьезометрами пьезозонда.

Для измерения распределения полного давления также использовался одиничный зонд с насадком Пито диаметром  $2 \times 0.25$  мм. Наружная поверхность насадка на длине 10 мм от его конца выполнена в виде конуса (методом электрогидравлической полировки).

Кроме того, для измерения распределения полного давления по длине опытной секции использовалась гребенка, состоящая из 20 насадков Пито диаметрами  $1.3 \times 0.25$  мм. Конец каждого насадка на длине 15 мм обрабатывался и полировался электрогидравлическим способом, при этом он принимал форму конуса, а толщина кромки на срезе не превышала 0.02 мм. Все насадки Пито имели длину 40 мм и были установлены с заданным шагом (его величина изменялась от 4 до 7 мм) на двух лучах крестовины (по диаметру опытной секции), которая перемещалась вдоль опытной секции (зазор между лучами крестовины и внутренней поверхностью опытной секции не превышал 0.3 мм). Расстояния между концами насадков Пито контролировались перед установкой гребенки в рабочем участке и после окончания экспериментов специальным шаблоном.

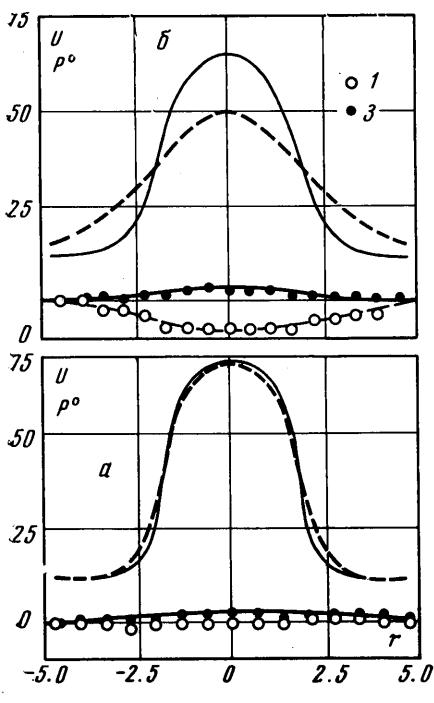
Загромождения потока, обусловленные всеми насадками Пито, крестовиной и трубкой (через которую выводились соединительные трубы от насадков), составляют соответственно 0.004, 0.094 и 0.063. Соединительные трубы подводились к пьезозонду с двухжидкостными пьезометрами, в которые непосредственно подавался жидкий металл, а в качестве легкой жидкости использовались спирт или вода (коэффициент усиления при этом составлял соответственно 6.51 и 5.25).

Температура жидкого металла измерялась хромель-копелевой термопарой, установленной непосредственно у выхода из рабочего участка.

Индукция продольного магнитного поля определялась по величине тока, проходящего через обмотку соленоида, который в свою очередь определялся по падению напряжения на щунте.

Эксперименты проводились следующим образом. Путем регулирования электрического тока устанавливались необходимые значения расхода жидкого металла в магистралях центральной струи и спутного потока, соответствующие принятому параметру спутности  $m = U_2/U_1$  (где  $U_1$  — скорость центральной струи, а  $U_2$  — скорость спутного потока). Затем на уставившемся режиме с помощью зонда с насадком Пито производились измерения распределения полного давления как при отсутствии, так и при наличии магнитного поля в ряде сечений по длине опытной секции. В каждом сечении измерения проводились сначала при  $B = 0$ , а затем при  $B \neq 0$ .

Следует отметить, что предварительно были проведены специальные опыты, в которых устранялась несоосность спутных потоков. Одновременно с полным давлением измерялось статическое давление на стенке опытной секции с помощью поясов отбора статического давления. Аналогично проводились эксперименты, в которых зондом с насадком Прандтля измерялось распределение статического давления по сечению опытной секции, причем эти эксперименты проводились при тех же параметрах потока и в тех же сечениях.



Фиг. 3

Методика проведения экспериментов, в которых для измерения распределения полного давления использовалась гребенка с насадками Пито, не отличается от описанной выше. О соосности спутных потоков при этом можно было судить, сравнивая данные измерений, полученные во взаимно перпендикулярных плоскостях в одном сечении.

Согласно оценкам, относительные максимальные погрешности измерения скорости, объемного расхода и индукции магнитного поля составляют соответственно 3.4; 3 и 4.2%.

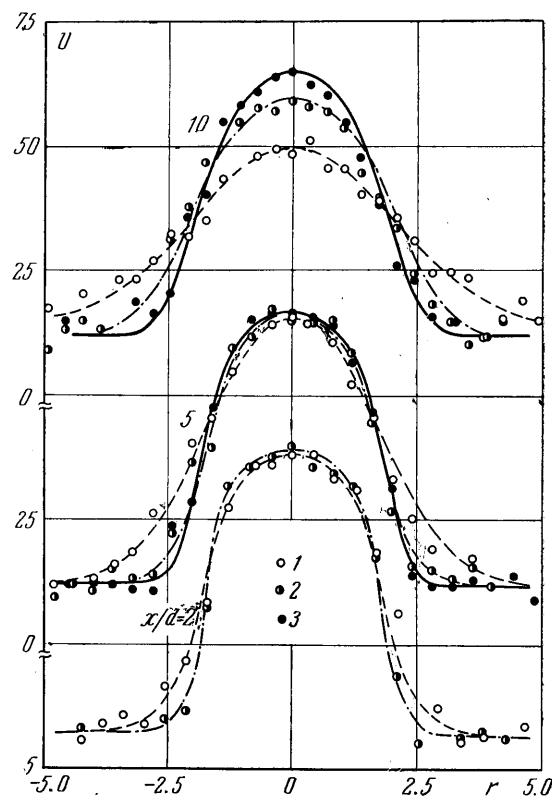
Кроме того, была проведена проверка справедливости результатов измерения распределения скорости по сечению опытной секции путем сопоставления суммарного объемного расхода, измеренного двумя расходомерами Вентури с объемным расходом, который определялся интегрированием полученных профилей скорости. Расхождение определенных таким образом объемных расходов менее 5%.

**3. Результаты эксперимента.** Для параметра спутности  $m = 0.18$  и значений индукции магнитного поля  $B = 0.34, 0.5 \text{ тл}$ , а также в отсутствие магнитного поля были выполнены три серии измерений. В серии I при помощи зонда с насадками Прандтля и Пито были измерены распределения статического и полного давления по диаметру опытной секции в сечениях  $x/d = 2, 5, 10$  ( $x$  — расстояние от среза сопла,  $d$  — диаметр сопла). В сериях II и III при помощи гребенки из 20 насадков Пито были выполнены измерения распределения полного давления в сечениях  $x/d = 1 \div 10$  с шагом  $x/d = 2$  (серия II) и  $x/d = 1$  (серия III, контрольная).

Во всех трех сериях измерений скорости спутных струй при неизменном  $m$  немного менялись от опыта к опыту, составляя при  $x = 0$  на оси центральной струи и в спутном потоке для серий I, II, III соответственно  $U_1 = 67, 75, 73 \text{ см/сек}$ ,  $U_2 = 12, 13.5, 13 \text{ см/сек}$ . При этом числа Рейнольдса, определенные по гидравлическим диаметрам и среднерасходным скоростям, составляют соответственно  $R_1 \approx 5.5 \cdot 10^4$ ,  $R_2 \approx 1.5 \cdot 10^4$ , а числа Гартмана, определенные по диаметру сопла, для  $B = 0.34$  и  $0.5 \text{ тл}$  соответственно  $H = 455$  и  $670$ .

В представленных ниже результатах экспериментального исследования точки 1, 2 и 3, а также проведенные по ним пунктирные, штрих-пунктирные и сплошные кривые относятся к значениям индукции магнитного поля  $B = 0, 0.34, 0.5 \text{ тл}$  соответственно.

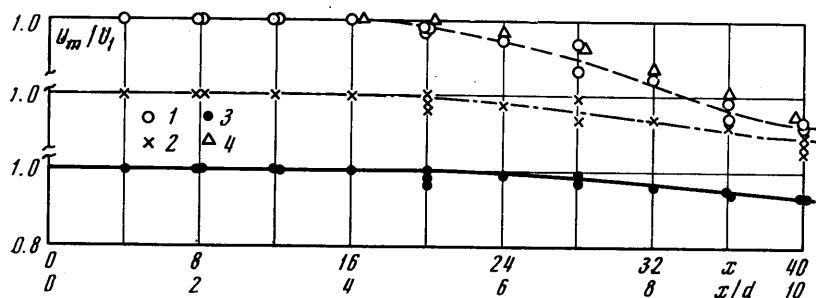
На фиг. 3 приведены результаты измерений распределения по радиусу  $r$  (в см) опытной секции относительного статического давления  $p^*$  (точки) и скорости  $U$  (в см/сек, линии) в сечениях  $x/d = 2$  (фиг. 3, а) и  $x/d = 10$  (фиг. 3, б), полученные при  $B = 0, 0.34, 0.5 \text{ тл}$  в серии I измерений.



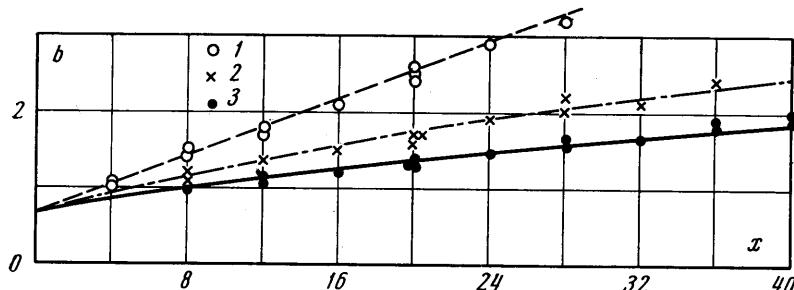
Фиг. 4

Величина  $p^\circ$ , выраженная в процентах, определялась как разность между статическим давлением в потоке  $P$  и давлением на стенке  $P_w$ , отнесенная к избыточному скоростному напору  $\rho(U_m - U_2)^2 / 2g$  (где  $U_m$  — скорость на оси центральной струи).

На фиг. 4 представлены типичные результаты измерения профилей скорости  $U$  (в см/сек) по радиусу  $r$  (в см) опытной секции, полученные в



Фиг. 5



Фиг. 6

экспериментах серии I. Следует отметить, что при определении скорости по разности значений полного и статического давлений в данной точке последнее принималось постоянным по сечению опытной секции и равным давлению на стенке.

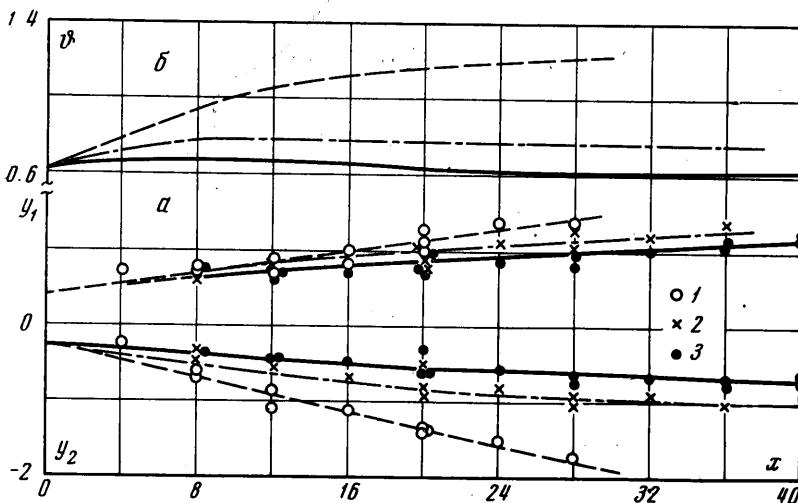
С точки зрения анализа полученных результатов представляют интерес зависимости, характеризующие изменение скорости на оси центральной струи и ширины зоны смешения спутных струй от продольной координаты и индукции магнитного поля.

Изменение по длине  $x$  (в см) опытной секции скорости на оси центральной струи  $U_m$ , отнесенной к соответствующей скорости на срезе сопла (при  $x = 0$ )  $U_1$ , для всех трех серий измерений представлено на фиг. 5.

На фиг. 6 приведены данные измерения по длине опытной секции  $x$  (в см) 10%-ной ширины зоны смешения  $b$  (в см). Величина  $b$  определялась как разность координат точек  $r_{0.1} - r_{0.9}$ , в которых безразмерная избыточная скорость  $u^\circ = (U - U_2) / (U_1 - U_2)$  составляет 0.1 и 0.9 соответственно. Зависимости для границ зоны смешения  $y_1$  и  $y_2$  (в см) ( $y_1 = -y_2 = b$ ), отсчитываемых соответственно в сторону центральной струи и спутного потока от оси  $x'$ , являющейся продолжением кромки сопла в направлении оси  $x$  ( $x' \equiv x$ ), представлены на фиг. 7, а, а отношение границ зоны смешения  $\vartheta = -y_2 / y_1$  — на фиг. 7, б.

Прежде чем перейти к анализу полученных результатов, рассмотрим условия в спутных потоках на входе в опытную секцию (на срезе сопла). В центральной струе на срезе сопла по оценкам для течения в трубе в про-

дольном магнитном поле режим течения был заведомо турбулентным. Действительно, чтобы течение в сопле при  $R_1 = 5.5 \cdot 10^4$  стало ламинарным, число Гартмана согласно [20] должно составлять  $1.8 \cdot 10^3$ , в то время как в эксперименте оно не превышало 670. Поэтому на срезе сопла при его длине 700 мм ( $x/d = 17.5$ , см. фиг. 2) профиль скорости должен быть близким к развитому турбулентному. Это подтверждается также отношением скорости на оси струи  $U_m$  к среднерасходной скорости  $\langle U \rangle$ , которое в экспериментах составляло  $\approx 1.15$ , что близко к величине  $U_m/\langle U \rangle = 1.25$ , соответствующей течению в отсутствие магнитного поля при  $R = 5.5 \cdot 10^4$  [21]. Уровень турбулентности в спутном потоке при  $R_2 = 1.5 \cdot 10^4$ , по-видимому, значительно ниже, чем в центральной струе. Однако, учитывая то, что за пределами опытной секции магнитное поле спадает (см. фиг. 2) и величина числа Гартмана вверх по потоку от опытной сек-



Фиг. 7

ции снижается, можно предположить, что турбулентность в спутном потоке не была полностью подавлена. При этом отношение  $U_m/\langle U \rangle \approx 1.08$ , что свидетельствует об однородности профиля скорости, который не успевает развиться на длине 300 мм от хонейкомба до среза сопла (см. фиг. 2).

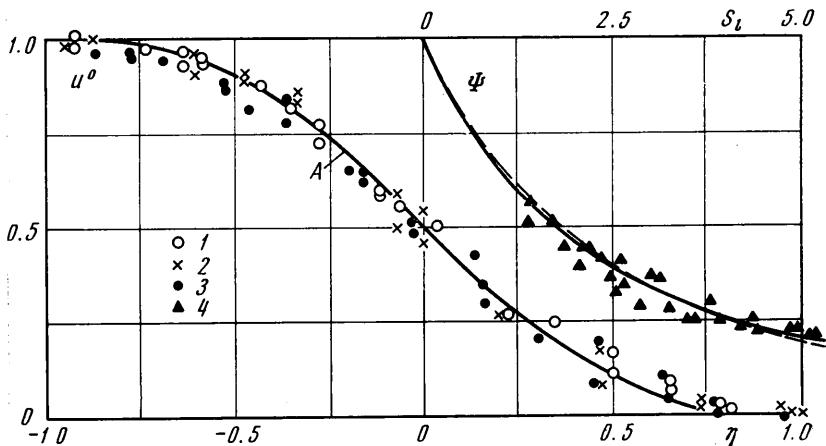
Толщины пограничных слоев, оцененные в предположении турбулентного режима течения, в центральной струе и спутном потоке составили соответственно  $\Delta_1 \approx 1.5$  см,  $\Delta_2 \approx 1$  см, т. е. на внешней поверхности сопла пограничный слой был тоньше, чем на внутренней ( $\Delta_2/\Delta_1 \approx 0.67$ ).

Выбор значения параметра спутности  $m = 0.18$  обусловлен следующими соображениями. При малых  $m$  будет сказываться ограниченность пространства, в котором происходит смешение струй, что может привести к образованию вихревых зон, обусловленных эжекцией струи, существенно исказить картину течения и сказать на результатах измерений (что наблюдалось, например, в [16, 17] при  $m \approx 0$ ). С ростом же параметра спутности будет усиливаться влияние начальных пограничных слоев. Это согласно экспериментальным данным [22] приводит к тому, что, начиная с  $m \approx 0.5$ , ширина зоны смешения перестает зависеть от параметра спутности.

**4. Анализ полученных экспериментальных данных.** Результаты измерений распределения статического давления (фиг. 3) свидетельствуют о том, что в отсутствие магнитного поля давление в поперечном сечении на начальном участке струи (при  $x/d = 2$ , фиг. 3, а) практически постоянно

и равно давлению на стенке ( $p^o = 0$ ). При  $x/d = 10$  (фиг. 3, б) в приосевой области наблюдается «провал» статического давления, составляющий на оси струи 8%, что согласуется с опытными данными Бара (7.5%) и Миллера, Камингса (5.2%) [23], полученными для свободных струй (круглой и плоской соответственно) также в сечении  $x/d = 10$ .

При течении в магнитном поле, как видно из фиг. 3, наблюдается повышение статического давления в приосевой области и в зоне смешения



Фиг. 8

спутных струй, достигающее (при  $x/d = 10$ , фиг. 3, б) на оси струи 3% давления на стенке или 11% статического давления на оси струи в отсутствие магнитного поля. Обнаруженный эффект повышения давления при течении в магнитном поле может быть качественно объяснен на основании анализа уравнения движения в проекции на поперечную ось. Действительно, если предположить, что при течении в магнитном поле градиент давления уравновешивается лоренцовой силой [1]

$$\partial P / \partial y = -\sigma B^2 V$$

то видно, что положительной (вследствие расширения струи) поперечной скорости  $V$  в приосевой области соответствует отрицательный градиент давления, т. е. давление убывает по направлению к стенке. Иными словами, лоренцова сила, связанная с радиальной скоростью растекания жидкости, создает сопротивление, для преодоления которого в ядре струи должно возникнуть избыточное давление, что и было обнаружено в опытах. Однако величина изменения статического давления незначительна ( $P - P_w \leqslant \leqslant 0.03\rho(U_m - U_2)^2 / 2g$ ). Это дает основание при определении скорости течения в магнитном поле (с большим правом, чем при  $B = 0$ ) считать статическое давление постоянным по сечению и равным давлению на стенке.

Результаты измерения профилей скорости (фиг. 4) свидетельствуют о том, что при наложении магнитного поля размытие профиля скорости уменьшается, а дальность струи увеличивается. Действительно, скорость на оси струи  $U_m$  (см. фиг. 5) с ростом индукции магнитного поля затухает менее интенсивно, а длина начального участка, в пределах которого  $U_m$  остается постоянной ( $U_m = U_1$ ), при  $B = 0.5$  тл возрастает примерно в 1.7 раза по сравнению со случаем отсутствия магнитного поля (с  $x/d \approx 4$  до  $x/d \approx 7$ ). Следует отметить, что при  $B = 0$  результаты измерений согласуются с опытными данными А. С. Гиневского и др. [14].

(точки 4 на фиг. 5), полученными при  $m = 0$  для струи в безграничном пространстве. Это свидетельствует о том, что на характеристики течения на переходном и основном участках влияет ограниченность пространства, в котором происходит смешение. Поэтому результаты измерений за пределами начального участка (как при  $B = 0$ , так, по-видимому, и при  $B \neq 0$ ) следует рассматривать скорее как качественные, чем количественные.

Анализ экспериментальных данных по ширине зоны смешения (фиг. 6) показывает, что в отсутствие магнитного поля опытные точки хорошо укладываются на линейную зависимость  $b = \delta + kx$ , где  $\delta = 0.65 \text{ см}$  — условная начальная ширина слоя смешения,  $k = 0.095$  — эмпирическая постоянная (коэффициент расширения слоя смешения). Полученное значение  $k$  согласуется с значением ( $k = 0.107$ ), определенным из эксперимента Липмана и Лауфера (см. [14]) для затопленной струи с учетом поправки на  $m = 0.18$  по зависимости, предложенной Г. Н. Абрамовичем [13]. С ростом индукции магнитного поля зависимость  $b(x)$  все более отходит от зависимости, соответствующей случаю отсутствия магнитного поля.

Анализ результатов, характеризующих изменение положения границ зоны смешения  $y_1$  и  $y_2$  позволяет установить следующее. Из фиг. 7, а видно, что в отсутствие магнитного поля опытные точки укладываются на линейные зависимости  $y_1 = \delta_1 + k_1 x$ ,  $-y_2 = \delta_2 + k_2 x$  со следующими значениями условных толщин начальных пограничных слоев  $\delta$  и эмпирических констант  $k$ :  $\delta_1 = 0.4 \text{ см}$ ,  $\delta_2 = 0.25 \text{ см}$ ,  $k_1 = 0.038$ ,  $k_2 = 0.057$ . При этом отношение  $\delta_2 / \delta_1 = 0.625$  оказалось близким к указанной выше величине  $\Delta_2 / \Delta_1 \approx 0.67$ , характеризующей отношение оцененных толщин реальных пограничных слоев в спутных потоках на срезе сопла. Зависимость  $\vartheta = -y_2 / y_1$ , представленная на фиг. 7, б, с ростом  $x$  стремится к значению  $\vartheta = 1.5$ , следующему из соотношения  $\vartheta = k_2 / k_1$ , которое справедливо при  $x \rightarrow \infty$ , когда можно пренебречь начальными пограничными слоями, причем величина  $\vartheta = 1.5$ , близка к расчетному значению  $\vartheta = 1.65$  [1].

При наложении магнитного поля границы зоны смешения отклоняются от линейных зависимостей, соответствующих случаю отсутствия магнитного поля, причем отклонение для  $y_2(x)$  оказывается более существенным, чем для  $y_1(x)$ . Причин такого существенно различного влияния продольного магнитного поля на изменение положения границ зоны смешения может быть несколько. В частности, можно предположить, что крупномасштабные вихри на внешней границе ( $y_2$ ), которые обусловливают расширение струи (так называется объемная конвекция больших вихрей [23]), подавляются магнитным полем интенсивнее, нежели мелкомасштабная вихревая структура внутри струи. Кроме этого, магнитное поле, по-видимому, способствует уменьшению скорости «подсоса» из спутного потока в центральную струю, что согласно [1] может привести к уменьшению величины  $\vartheta$ , характеризующей степень симметрии зоны смешения относительно кромки сопла. Подтверждением последнего может служить тот факт, что измеренный (см. фиг. 3) градиент статического давления в зоне смешения оказался весьма незначительным. Так или иначе, полученные результаты показывают, что магнитное поле стремится сохранить в направлении вектора индукции магнитного поля начальную неоднородность, существующую в потоке в виде пограничных слоев на срезе сопла. Это соображение подтверждается тем, что при течении в магнитном поле зависимость  $\vartheta(x)$  выходит на асимптоту, которая с ростом поля приближается к начальному (при  $x = 0$ ) значению  $\vartheta$ .

Представляет интерес исследовать автомодельность профилей скорости в зоне смешения спутных струй в продольном магнитном поле. Для этого

полученные профили скорости были перестроены следующим образом. В качестве безразмерной скорости бралась избыточная скорость  $u^{\circ}$ , а в качестве безразмерной координаты —  $\eta = (r - r_{0.5}) / b$ , где  $r_{0.5}$  соответствует значению  $u^{\circ} = 0.5$ , а  $b = r_{0.1} - r_{0.9}$ . Построенные в этих координатах профили скорости серии I измерений (при  $x/d = 2.5$  для  $B = 0, 0.34 \text{ тл}$  и при  $x/d = 5, 10$  для  $B = 0.5 \text{ тл}$ ) представлены на фиг. 8. Там же нанесена кривая  $A$ , соответствующая результатам измерений Г. Н. Абрамовича, а также Альбертсона и др. [13] для свободной струи в отсутствие магнитного поля.

Результаты, приведенные на фиг. 8, показывают, что профили скорости в слое смешения при течении в продольном магнитном поле действительно являются автомодельными и хорошо согласуются с известными опытными данными, соответствующими случаю отсутствия магнитного поля. Однако при наложении продольного магнитного поля автомодельность наступает на больших расстояниях от кромки сопла, что, вероятно, связано с наличием начальных пограничных слоев, влияние которых на смешение в магнитном поле, как отмечалось выше, оказывается более существенным, чем в отсутствие его.

Отметим, что для исследования возможного влияния на результаты измерений выхода из рабочего участка в неоднородном магнитном поле соленоида был проведен следующий эксперимент. На входе в опытную секцию организовывалось течение с однородным профилем скорости ( $U = 20 \text{ см/сек}$ ,  $t \approx 1$ ), на которое затем накладывалось продольное магнитное поле с индукцией  $B = 0.5 \text{ тл}$ . В результате измерений профилей скорости в ряде сечений по длине опытной секции (вплоть до  $x/d = 12$ ) не было обнаружено заметного отличия опытных данных при течении в магнитном поле и в его отсутствие. Это позволяет сделать вывод о том, что распространение вверх по потоку возмущений [19], обусловленных пересечением электропроводной жидкостью магнитных силовых линий на выходе из рабочего участка, вплоть до значений параметра взаимодействия, определенного по диаметру опытной секции ( $D = 100 \text{ мм}$ ),  $S = 65$  не достигает той части опытной секции, в которой проводились измерения.

Таким образом, полученные опытные данные свидетельствуют о существенном влиянии продольного магнитного поля на турбулентность в свободном пограничном слое и могут служить основой для проверки тех или иных полуэмпирических теорий свободных турбулентных магнитогидродинамических течений и выбора эмпирических констант.

5. Зависимость для  $\Psi(S_i)$ . Полученные выше экспериментальные результаты по течению на начальном участке смешения спутных струй позволяют построить опытную зависимость  $\Psi(S_i)$ , учитывающую влияние магнитного поля, в выражении для напряжения турбулентного трения (1.1). С этой целью для каждого опытного значения ширины зоны смешения  $b$  в соответствии с [1, 11] находилось значение  $\Psi$ , дающее совпадение результатов расчета (подробнее о расчете ширины зоны смешения см. ниже) с экспериментальными данными при известной величине локального числа Стюарта (1.1). Последнее в случае слоя смешения может быть приближенно представлено в виде [1]

$$S_i \approx S_b = \frac{\sigma B^2}{\rho} \frac{b}{\Delta U} \quad (5.1)$$

где  $\Delta U$  — разность скоростей на границах зоны смешения  $b$ .

Результаты такой обработки опытных данных представлены на фиг. 8 (точки 4). Там же нанесена расчетная кривая для  $\Psi$  из [11] при значении эмпирической константы в выражении для джоулевой диссипации энергии турбулентности  $\alpha = 0.34$  и коэффициенте начальной анизотропии турбулентности  $\xi_0 = 2.0$ . Следует отметить, что полученное в [11] выражение для  $\Psi$  является довольно громоздким, поэтому удобнее пользоваться

аппроксимирующим соотношением [1]

$$\Psi = (1 + \beta S_l)^{-3} \quad (5.2)$$

которое достаточно близко к точному решению для  $\Psi(S_l)$  [11] во всем диапазоне чисел Сьюарта. Кривая, соответствующая зависимости (5.2) при значении  $\beta = 0.14$ , представлена на фиг. 8 (пунктир).

Таким образом, располагая зависимостью для  $\Psi$  (5.2), подтвержденной экспериментом (фиг. 8), можно получить решение конкретных задач струйного турбулентного пограничного слоя в продольном магнитном поле.

Для приближенного решения можно использовать предположение о постоянстве  $S_l \approx S_b$  (5.1), а следовательно, и  $\Psi = \Psi(S_l)$  поперек зоны смешения спутных струй и ввести новые переменные, предложенные В. М. Иевлевым [8].

$$x_1 = \int_0^x \Psi dx', \quad V_1 = V/\Psi \quad (5.3)$$

Тогда уравнение движения для плоского пограничного слоя с учетом соотношения (1.1) можно преобразовать к виду

$$U \frac{\partial U}{\partial x_1} + V_1 \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_0}{\partial y}$$

Полученное уравнение в переменных  $(x_1, y)$  полностью совпадает с уравнением движения в свободном турбулентном пограничном слое в случае отсутствия магнитного поля, решение которого для многих практически важных случаев известно, так что остается лишь осуществить переход из деформированной плоскости  $(x_1, y)$  в физическую  $(x, y)$ .

При течении на начальном участке плоской либо осесимметричной струи зависимость ширины зоны смешения  $b$  от  $x_1$  (в общем случае ненулевой начальной ширины  $\delta = \delta_1 + \delta_2$ ) имеет известный вид [13]

$$b = \delta + k(m)x_1 \quad (m = U_2 / U_1) \quad (5.4)$$

где  $k$  — та же эмпирическая константа, что и в случае отсутствия поля [13]. Используя соотношения (5.1), (5.3) и (5.4), можно получить связь между переменными  $x_1$  и  $x$

$$\frac{x_1}{x} = \frac{[(1 + \beta S_\delta) + 4k\beta S_x]^{1/4} - (1 + \beta S_\delta)}{k\beta S_x} \quad (5.5)$$

$$\left( S_\delta = \frac{\sigma B^2}{\rho} \frac{\delta}{\Delta U}, \quad S_x = \frac{\sigma B^2}{\rho} \frac{x}{\Delta U} \right)$$

Определенные на основании эксперимента в случае отсутствия магнитного поля ( $B = 0$ ,  $x_1 = x$ ) значения  $\delta = 0.65$  см и  $k = 0.095$  были затем использованы для расчета ширины зоны смешения при течении в магнитном поле в соответствии с (5.4), (5.5) при определенном выше значении  $\beta = 0.14$ . Результаты расчета представлены на фиг. 6, где пунктирая, штрих-пунктирая и сплошная кривые соответствуют значениям индукции магнитного поля  $B = 0, 0.34, 0.5$  тл, а точки 1, 2, 3 представляют собой опытные данные, соответствующие тем же значениям индукции  $B$ . Как видно, совпадение расчета с экспериментом вполне удовлетворительное.

В заключение следует отметить, что полученное в работе выражение для напряжения турбулентного трения, по-видимому, может быть использовано не только для расчета струйных течений, но и течения в пристеночном пограничном слое, а также в других течениях со сдвигом.

Авторы благодарят Б. П. Борисова, В. М. Деревяго, Е. Д. Замотину, В. С. Николаенко за помощь в проведении экспериментов и Г. Н. Абрамовича за полезное обсуждение.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Лущик В. Г., Регирер С. А. О слое смешения турбулентных потоков в однородной непроводящей и проводящей жидкости. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 1.
2. Брановер Г. Г., Цинобер А. Б. Магнитная гидродинамика несжимаемых сред. М., «Наука», 1970.
3. Коннер Д. С. Турбулентное течение электропроводной жидкости в продольном магнитном поле. Изв. вузов, Сер. Авиац. техн., 1964, № 1.
4. Гурфинк М. М. О влиянии продольного магнитного поля на течение в трубе. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 3.
5. Коннер Д. С., Левин В. Б. О турбулентном течении электропроводной жидкости в трубе в продольном магнитном поле. Теплофизика высоких температур, 1964, т. 2, № 5.
6. Джагаштин К. Е. Турбулентные струи проводящей жидкости. I. Постановка задачи. II. Результаты расчета. Магнитная гидродинамика, 1970, № 2, 3.
7. Левин В. Б. О стабилизирующем влиянии продольного магнитного поля на неоднородные турбулентные течения электропроводной жидкости. Магнитная гидродинамика, 1965, № 2.
8. Иевлев В. М. Теоретическое исследование влияния магнитного поля на турбулентность потока электропроводной жидкости. Симпозиум по проблемам турбулентных течений, включая геофизические приложения. Тезисы докладов и сообщений. Киев, «Наукова думка», 1967.
9. Лущик В. Г. Турбулентная затопленная струя электропроводной жидкости в продольном магнитном поле. Магнитная гидродинамика, 1968, № 2.
10. Джагаштин К. Е. Распространение осесимметричной турбулентной струи электропроводящей жидкости в продольном магнитном поле. Магнитная гидродинамика, 1969, № 4.
11. Коннер Д. С., Лущик В. Г. О турбулентном течении проводящей жидкости в продольном магнитном поле. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 1.
12. Абрамович Г. Н., Коннер Д. С., Лущик В. Г. О воздействии магнитного поля на турбулентность в течении со сдвигом. Докл. АН СССР, 1972, т. 202, № 4.
13. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
14. Гиневский А. С. Теория турбулентных струй и следов. М., «Машиностроение», 1969.
15. Hoult D. P. Turbulent mercury jet. Phys. Fluids, 1967, vol. 10, v. 11, p. 2345.
16. Sajben M., Fay J. A. Measurement of the growth of a turbulent mercury jet in a coaxial magnetic field. J. Fluid Mech., 1967, vol. 27, pt. 1, p. 81.
17. Преображенский С. С., Чиненков И. А. Экспериментальное исследование влияния продольного магнитного поля на турбулентные струи проводящей жидкости. Магнитная гидродинамика, 1970, № 2.
18. Баушев Б. Н., Борисов Б. П., Красильников Е. Ю., Лущик В. Г., Николаенко В. С., Паневин И. Г. Жидкометаллический контур для исследований течений и теплообмена в продольном магнитном поле. Магнитная гидродинамика, 1972, № 4.
19. Parbhakar K. J., Ubergoi M. B. Magnetohydrodynamic flow past axisymmetric bodies with aligned magnetic field. Phys. Fluids, 1969, vol. 12, No. 10, p. 2083.
20. 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, p. 397.
21. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1969.
22. Навознов О. И., Павельев А. А. О смешении спутных газовых струй. Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1968, № 2.
23. Хинце И. О. Турбулентность. Ее механизм и теория. М., Физматгиз, 1963.