

По известному распределению токов в плоскости  $rz$  можно рассчитать азимутальные холловские токи  $j_\theta$ . Из уравнения (1) следует

$$j_\theta = \omega\tau j_r = -\frac{\omega\tau}{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}} \frac{1}{2\pi r} \frac{\partial U(r, z')}{\partial z'}$$

Так как при больших  $\omega\tau$  функция  $U(r, z')$  и ее производная  $\partial U / \partial z'$  слабо зависят от величины параметра Холла, то распределение плотности азимутального тока в координатах  $r, z'$  также будет мало меняться с изменением  $\omega\tau$ . При увеличении  $\omega\tau$  плотность азимутального тока меняться практически не будет, суммарный же азимутальный ток

$$U_\theta = \int_S j_\theta dr dz$$

будет нарастать линейно с  $\omega\tau$ , так как  $z \approx z' \omega\tau$ .

Поступила 29 VI 1970

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н у r w i t z Н. Jr., К i l l R. W., S u t t o n G. W. Influence of tensor conductivity on current distribution in a MHD generator. J. Appl., Phys., 1961, vol. 32, No. 2, p. 205.
2. Г о л м а ч И. М., Я с н и ц к а я Н. Н. Эффект Холла в канале с секционированными электродами. Изв. АН СССР, Энергетика и транспорт, 1965, № 5.
3. В а т а ж и н А. Б. Некоторые двумерные задачи о распределении тока в электропроводной среде, движущейся по каналу в магнитном поле. ПМТФ, 1963, № 2.
4. К о в а л е в А. И. Моделирование распределения плотности тока в магнитогидродинамическом канале с учетом анизотропии проводимости. ПМТФ, 1965, № 2.
5. К а р п л ю с У. Моделирующие устройства для решения задач теории поля. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
6. Ф и л ь ч а к о в П. Ф., П а н ч и ш и н В. И. Интеграторы ЭГДА. Моделирование потенциальных полей на электропроводной бумаге. Киев, Изд-во АН УССР, 1961.

#### ЭФФЕКТЫ ДИФфуЗИОННОГО РАЗДЕЛЕНИЯ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ГИПЕРЗВУКОВЫХ ПОТОКОВ РАЗРЕЖЕННОЙ ГАЗОВОЙ СМЕСИ

А. А. Бочкарев, В. А. Косинов, В. Г. Приходько, А. К. Ребров

(Новосибирск)

Излагаются результаты экспериментального исследования при помощи электронного пучка столкновения гиперзвуковых потоков аргон-гелиевой смеси. Область потока вблизи лобовой точки показывает повышенную концентрацию тяжелой компоненты смеси. Рассматривается столкновение двух встречных осесимметричных струй и столкновение плоских сверхзвуковых потоков у вогнутой пластины.

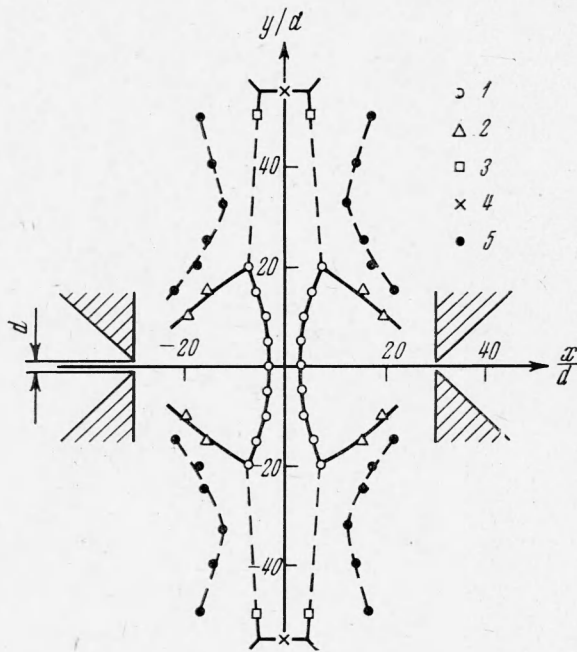
Столкновение сверхзвуковых потоков может привести к образованию некоторой области потока с градиентами давления, направленными к ее центру. Такой случай представляет интерес для изучения бародиффузионных процессов, вследствие которых упомянутая область обогащается тяжелой компонентой смеси. Схема потока с существенным обогащением может служить основой для создания аппаратов для разделения газовых смесей. Заметим, что разделению газов на одиночных струях посвящена работа [1].

1. Эксперименты проводились на аэродинамической трубе низкой плотности, оборудованной аппаратурой для электронно-пучковой диагностики разреженных потоков, аналогично описанной в работе [2].

Газ в исследуемой области потока возбуждался пучком электронов с энергией 10 кэ, током 1 ÷ 5 ма (диаметр пучка ≈ 1.5 мм). Анализатором излучения был спектрограф ИСП-51, используемый как монохроматор и оборудованный фотоумножителем ФЭУ-27.

Локальность измерений обеспечивается тем, что на входной щели вырезается участок светового пятна, соответствующий высоте пучка 1.5 мм.

Для измерения парциальной плотности гелия использовалась линия 5016 Å, воздуха — полоса азота 4278 Å, аргона — область спектра  $4200 \pm 50$  Å. Измерениям предшествовали тарировки по плотностям в статических условиях.



Фиг. 1

$= 300^\circ \text{K}$  и давлении в вакуумной камере  $p_k = 3.6 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст.

Измерялись профили плотности в сечениях, параллельных оси сопла на различных расстояниях от оси. По профилям плотности определена конфигурация ударных волн и границ струи, которая представлена на фиг. 1. Положение ударных волн (кривые 1, 2, 3, 4) определялось по точке с максимальным градиентом плотности, а граница струи (кривая 5) определялась по началу подъема плотности от окружающего пространства.

На фиг. 2 представлены профили относительной плотности по оси сопла (кривая 1) и в сечении, перпендикулярном оси на равном расстоянии от сопла (кривая 2).

Отметим следующие особенности потока.

1. Кроме осевой наблюдается симметрия относительно плоскости, проходящей через условную лобовую точку столкновения струй перпендикулярно оси сопла. Это обстоятельство позволяет проводить аналогию между рассматриваемым случаем и картиной взаимодействия свободной струи с плоской неограниченной преградой, перпендикулярной оси струи, при условии, что у поверхности преграды не образуется пограничный слой (скорость скольжения равна скорости потока). Невязкое течение такого вида рассматривалось в работе [3].

В условиях проведенного эксперимента течение в окрестности плоскости, разделяющей струи, нельзя считать потенциальным вследствие вязких эффектов в градиентном потоке при малых числах Рейнольдса.

2. Форма ударных волн (кривые 1, фиг. 1), образующихся при столкновении встречных струй, приблизительно сферическая с радиусом, большим расстояния до соответствующего сопла. Эти ударные волны нельзя отождествить с диском Маха. Оценки по работе [4] дают естественное положение диска Маха для данного режима на расстоянии 189 мм от среза сопла.

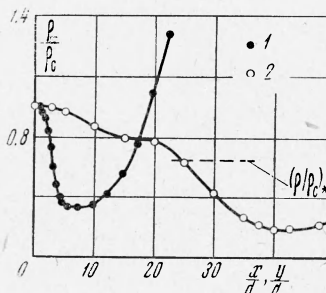
3. Образуется вторичная система скачков уплотнения (боковой и замыкающий) в газе, расширяющемся после столкновения струй (кривые 3, 4 на фиг. 1). Оценка

$$(\rho / \rho_c)_* = [2 / (k + 1)]^{-1 / (k-1)}$$

2. В экспериментах использовались два звуковых сопла диаметром  $d = 2$  мм, соосно установленных на расстоянии 124 мм один от другого на общей подставке.

Форкамеры обоих сопел имеют общий подвод газа и отборы для измерения давления торможения. Вся система установлена на координатнике рабочей камеры так, что электронный пучок пересекает поток в направлении, перпендикулярном оси сопел, и перемещением координатника сканируется вся область потока между соплами.

Для выяснения общей картины течения был проведен эксперимент с использованием воздуха в качестве рабочего газа при параметрах торможения  $p_0 = 286$  мм рт. ст.,  $T_0 =$



Фиг. 2

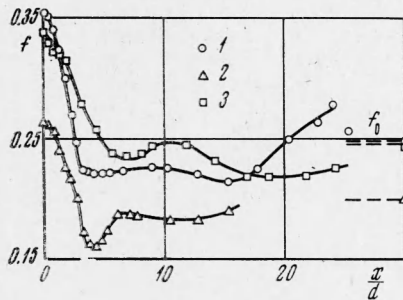
в этом потоке по критической плотности в предположении изэнтропического расширения (фиг. 2) дает положение звукового сечения  $y/d = 25$ , что несколько больше положения точки пересечения ударных волн 1, 2 и 3 (фиг. 1).

Профили плотности (фиг. 2) и образование вторичной системы скачков доказывают, что в области лобовой точки градиенты давления и плотности направлены внутрь этой области и здесь следует ожидать максимальный бародиффузионный эффект разделения газовой смеси. На фиг. 3 представлены результаты измерения мольной концентрации аргона

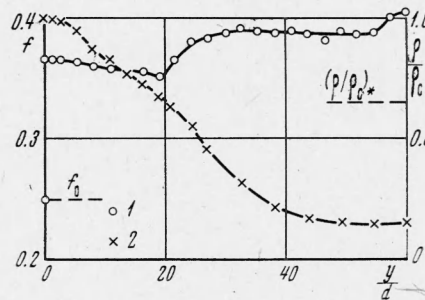
$$f = n(\text{Ar}) / [n(\text{Ar}) + n(\text{He})]$$

вдоль оси сопл при течении аргон-гелиевой смеси.

Кривым 1, 2, 3 соответствуют значения  $p_0 = 135, 289, 63$  мм рт. ст.,  $p_k = 8.5 \cdot 10^{-3}, 2 \cdot 10^{-2}, 6 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.,  $f_0 = 0.249, 0.173, 0.246$ .



Фиг. 3



Фиг. 4

На оси ординат справа нанесены отметки состава смеси, подаваемой в форкамеры сопл. Характерной особенностью всех режимов является существенное обогащение области лобовой точки аргоном. В режиме при наибольшем давлении (кривая 2) происходит четко выраженное обогащение гелием переднего фронта ударной волны, что соответствует структуре ударной волны в смеси газов. Кривые 1 и 3 получены при понижении давления в потоке. Обогащения гелием переднего фронта ударной волны здесь не наблюдаются, что объясняется компенсацией его вследствие диффузии аргона из центральной зоны.

Изменение концентрации при  $x/d > 10$  на всех режимах обусловлено диффузионными процессами в струе.

На фиг. 4 представлены результаты измерений концентрации (кривая 1) и массовой плотности (кривая 2) в плоскости лобовой точки, перпендикулярной оси сопл, для  $p_0 = 135$  мм рт. ст.,  $p_k = 8.5 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.,  $f_0 = 0.249$ . На этом режиме вторичная система скачков существенно размыва вследствие разреженности. Особенностью профиля концентрации является резкий подъем при  $y/d = 2.0$ . Как показала оценка по плотности в предположении изэнтропического расширения газа из зоны столкновения струй, точка начала подъема концентрации соответствует звуковому сечению. С этой точки зрения изменение концентрации при  $y/d > 20$  обусловлено бародиффузионными процессами при сверхзвуковом ускорении газа аналогично сепарации смеси в свободной струе [5].

Полученные данные позволяют дать описание диффузионных процессов, приводящих к обогащению зоны симметрии потока. Ударная волна 1 (фиг. 1) будет прямой только для линии тока, расположенной на оси сопл. Для всех остальных линий тока она представляет собой скачок уплотнения, который оказывает разделяющее действие [6], приводящее к отклонению легкой компоненты (гелия) к периферии потока, и область лобовой точки оказывается обогащенной аргоном.

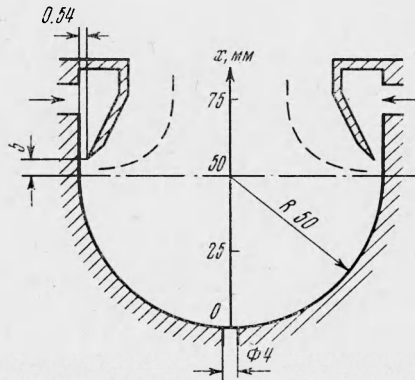
Вторым не менее важным разделяющим фактором будет центробежный градиент давления при обтекании лобовой точки, создающий бародиффузионный поток тяжелой компоненты в сторону выпуклости линий тока.

В ускоряющемся потоке смеси в зоне столкновения струй с переходом через скорость звука при достаточном разрежении возможно отставание тяжелой компоненты от легкой, что также проявляется в увеличении концентрации тяжелого газа.

Таким образом, все отмеченные факторы приводят к обогащению центральной области столкновения струй тяжелым газом. Концентрационная диффузия и термодиффузия сглаживают неоднородности концентрации. Общая картина потока является следствием действия всех факторов.

3. Приведены некоторые результаты изучения столкновения плоских потоков у вогнутой пластины. Схема эксперимента показана на фиг. 5. Смесь газов истекает из

форкамер с давлением  $p_0$  через щелевые сопла. Обтекая вогнутую поверхность, газовые потоки сталкиваются. В области столкновения встречных потоков образуется зона торможения с дозвуковым течением, в которой следует ожидать повышение концентрации тяжелой компоненты. Длина схемы 100 мм. Торцы закрыты прозрачными стенками.



Фиг. 5

Для изучения общей картины потока были проведены предварительные продувки с визуализацией тлеющим разрядом между вогнутой поверхностью пластины и стенками вакуумной камеры. Фотографии картины течения показали наличие двух скачков уплотнения сложной формы, как это схематично показано на фиг. 5 штриховыми линиями. Любопытно, что при больших перепадах давления положение и форма скачков не зависят от режима течения. Этим они обязаны, по-видимому, тому, что общая геометрия течения строится в соответствии с гиперзвуковым взаимодействием невязких потоков.

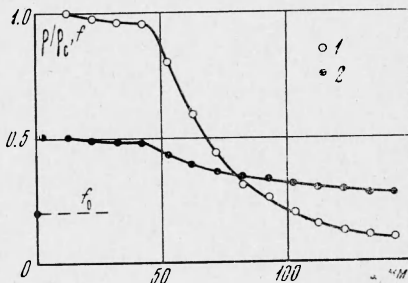
Кроме описанных выше свойств градиентного течения в зоне столкновения потоков можно указать еще на два фактора, действующих в сторону обогащения этой зоны тяжелой компонентой. Во-первых, это разделение в косом скачке уплотнения [6], и, во-вторых, обогаще-

ние тяжелой компонентой пристеночной области при обтекании смесью вогнутой поверхности [7].

Испытания проводились на смеси аргона с гелием. Производилось измерение парциальных плотностей компонент и концентрации аргона электронным пучком, расположенным вдоль оси  $x$ . На фиг. 6 приведены профили массовой плотности  $\rho/\rho_0$  (кривая 1) и концентрации аргона  $f$  (кривая 2) при  $p_0 = 6.8$  мм рт. ст.,  $p_k = 9 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.,  $f_0 = 0.203$ . Профиль плотности приведен к значению плотности в точке  $x = 12.5$  мм.

Концентрация аргона в области потока с  $0 < x < 40$  мм в 2.5 раза выше начальной. Характер профиля плотности позволяет сделать вывод, что газ из зоны столкновения ускоряется вдоль оси  $x$  с переходом через скорость звука. Падение концентрации при  $x > 40$  мм связано с диффузией гелия из периферийной области.

Приведем результаты измерения концентрации аргона в точке  $x = 12.5$  мм на трех различных режимах



Фиг. 6

	$p_0$ , мм рт. ст.	$p_k \cdot 10^3$ , мм рт. ст.	$f_0$	$f_{x=12.5}$
1)	6.8	9	0.203	0.502
2)	5.0	7	0.093	0.240
3)	9.6	9	0.523	0.846

Эти результаты показывают, что подобная схема может дать зону, значительно обогащенную тяжелой компонентой смеси. Выбор оптимальных размеров, форм и режимов работы является предметом дальнейших исследований. Остается также открытым вопрос о влиянии отбора обогащенной смеси.

Поступила 1 V 1970

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bier H. Umkehrung der Trenndüsen-Entmischung in überexpandierten Gasstrahlen. Z. Naturforsch., 1960, Bd 15a, H. 8.
2. Бочкарев А. А., Ребров А. К., Чекмарев С. Ф. О гиперзвуковом сферическом расширении газа со стационарной ударной волной. ПМТФ, 1969, № 5.
3. Погорелов В. И., Щербанина Г. Б. Особенности распространения сверхзвуковой веерной струи. Инж.-физ. ж., 1969, т. 16, № 6.

4. Ashkenas H., Sherman F. S. The structure and utilisation of supersonic free jets in low density wind tunnels. Proc. 4-th Sympos. Rarefied Gas Dynamics, 1964, New York — London, Acad. Press, 1966.
5. Rother D. E. Electron beam studies of the diffusive separation of helium-argon mixtures. Phys. Fluids, 1966, vol. 9, No. 9.
6. Reis V. H., Fenn J. B. Separation of gas mixtures in supersonic jets. J. Chem. Phys., 1963, vol. 39, No. 12.
7. Zigan F. Gasdynamische Berechnung der Trenndüsen — Entmischung. Z. Naturforsch., 1962, Bd 17a, H. 9.

## ОСОБЕННОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ И ДВИЖЕНИЯ КОЛЬЦЕВЫХ ВИХРЕЙ В ВОДЕ

А. А. Бузук

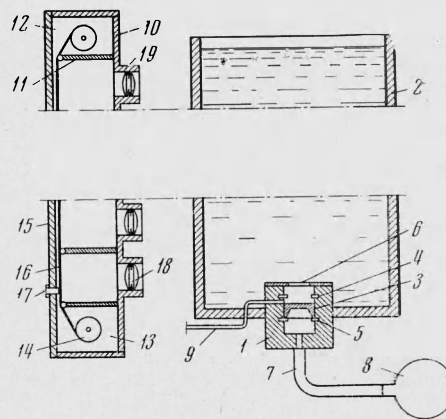
(Новосибирск)

Приводятся результаты экспериментального изучения процессов образования и движения кольцевых вихрей в воде. При помощи покадрового фотографирования и скоростной киносъемки получены зависимости скорости движения вихря и его размеров от проходимого им расстояния. Методом фотометрирования негативного изображения вихря определена интенсивность обмена жидкости, захваченной вихрем при его образовании, с жидкостью среды, в которой вихрь движется. Полученные экспериментальные результаты сопоставляются с имеющимися теоретическими представлениями о характере движения кольцевого вихря [1-3].

**1. Экспериментальная установка и методика измерений.** Эксперименты проводились на установке, схематический вид которой представлен на фиг. 1. Генератор вихрей 1, установленный на дне кюветы 2 из оргстекла, представляет собой цилиндр с внутренним диаметром 35 мм, разделенный поршнем 3. При перемещении поршня между нижним и верхним упорами 4, 5 через сопло генератора 6, имеющее диаметр 19,3 мм, в кювету выбрасывается определенное количество жидкости, формирующей кольцевой вихрь. Во всех опытах ход поршня был установлен равным 4 мм. К нижней части корпуса генератора при помощи патрубка 7 подсоединена резиновая груша 8, интенсивность обжатия которой определяет скорость выбрасывания струи жидкости через сопло генератора.

Для визуализации процесса распространения вихрей перед опытом в генератор через отверстие 9 медленно вводился раствор красителя, имевшего удельный вес, незначительно превышающий удельный вес чистой воды. Поэтому при достаточно медленной подаче красителя чистая вода выдавливается через сопло генератора и удается сохранить четкой границу раздела между подкрашенной и чистой жидкостью. Степень разбавления красителя подбиралась таким образом, чтобы при фотометрировании негативов уровень сигнала не выходил за пределы рабочего участка характеристик фотоэлементов, а при фотографировании вихрей просматривалась их внутренняя структура.

Покадровое фотографирование вихрей производилось при помощи специально изготовленной многообъективной фотокамеры. Корпус камеры 10 представляет собой коробку, разделенную светонепроницаемыми перегородками 11 на десять кадровых секций с размерами кадров  $55 \times 55$  мм<sup>2</sup>. Фотокамера имеет отделение 12 для установки неэкспонированной фотопленки (использовалась ролевая любительская пленка шириной 60 мм с удлиненной светозащитной полосой) и отделение 13 для приема экспониро-



Фиг. 1