

лофизическим свойствам к материалу проволоки. Эмаль желательно наносить на проволоку в виде тонкого слоя порядка одного микрона.

Поступила 24 II 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Трохан А. М. Измерение скорости газовых потоков кинематическими способами. ПМТФ, 1962, № 2.
2. Schraub F. A., Kline S. J., Ruppstadler P. W. Jr., Henry J., Little A. Use of hydrogen bubbles for quantitative determination of time-dependent velocity fields in low-speed water flows. Trans. ASME, Ser. D, J. Basic Engng, 1965, vol. 87, No. 2. (Рус. перев.: Использование пузырьков водорода для количественного изучения изменяющихся во времени полей скоростей в низкоскоростных водяных потоках. Тр. Америк. о-ва инж.-механ., Сер. Д, Теорет. основы инж. расчетов, 1965, № 2).
3. Герман В. Л., Лазебный А. А. Оптический метод исследования потоков вязкой несжимаемой жидкости. Вестн. Харьковск. ун-та, Записки механ.-матем. факультета, 1966, т. 32, № 14. *
4. Davis W., Fox R. W. Anevaluation of the hydrogen bubble technique for the quantitative determination of fluid velocities within clear tubes. Trans. ASME. Ser. D, J. Basic Engng. 1967, vol. 89, No. 4. (Рус. перев.: Использование метода визуализации течения с помощью пузырьков водорода для измерения скорости жидкости в прозрачных трубах. Тр. Америк. о-ва инж.-механ., Сер. Д, Теорет. основы инж. расчетов, 1967, № 4).
5. Coldstein R. J., Kreid D. K. Measurement of lamipar flow development in a square duct using a laser-Doppelr flowmeter. Trans. ASME. Ser. E, J. Appl. Mech., 1967, vol. 34, No. 4. (Рус. перев.: Применения лазера для исследования ламинарного течения в квадратном канале с использованием эффекта Допплера. Тр. Америк. о-ва инж.-механ., Сер. Е, Прикл. механ., 1967, № 4).
6. Трохан А. М. Измерение скорости газовых и плазменных потоков. Измерит. техника, 1968, № 8.
7. Деревянко Н. Ф., Латышев В. М., Трохан А. М. О частотном методе измерения скорости течения жидкости. ПМТФ, 1968, № 5.
8. Schwar M. J. R., Weinberg F. J. Laser techniques in combustion research. Combust. and Flame, 1969, vol. 13, No. 4.
9. Деревянко Н. Ф., Латышев В. М., Трохан А. М. Исследование течений жидкости оптическим корреляционным методом. Измерит. техника, 1969, № 4.
10. Лебедев И. В., Рикневичюс В. С., Ястребова Е. В. Измерение локальных скоростей мелкомасштабных потоков с помощью ОКГ. ПМТФ, 1969, № 5.

СТРУКТУРА СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ АРГОН-ГЕЛИЕВОЙ СМЕСИ В ВАКУУМЕ

А. А. Бочкарев, В. А. Косинов, В. Г. Приходько, А. Е. Ребров
(Новосибирск)

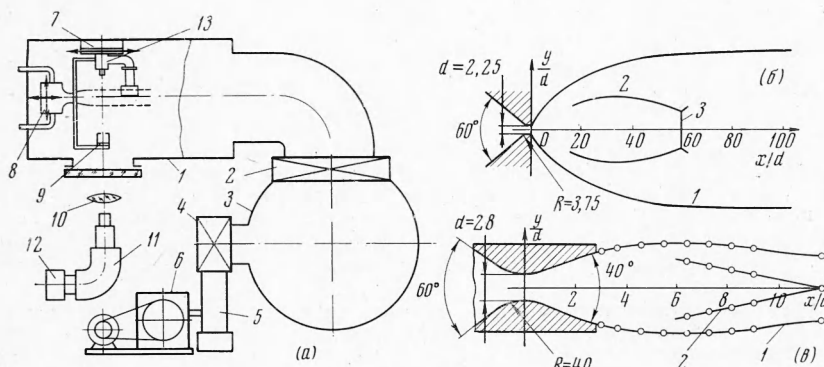
Представлены результаты экспериментального исследования бародиффузионных процессов в сверхзвуковых струях смеси аргона и гелия при помощи пучка электронов.

Впервые бародиффузионный эффект разделения в струе газовой смеси был обнаружен Бекером [1]. В серии последующих работ [2-4] изложены результаты исследования этого эффекта газодинамическими методами. Попытки количественного расчета были сделаны Циганом [5] и Шерманом [6]. Работы [7-9] основаны на применении электронно-пучковой диагностики, которая не вносит возмущений в сверхзвуковой поток и позволяет получить действительную картину течения газовых смесей.

Ниже изложены новые результаты исследования эффектов в градиентных потоках.

1. **Техника и методика экспериментов.** Экспериментальная установка представляет собой газодинамическую трубу низкой плотности производительностью около 50000 л/сек, оборудованную электронно-пучковой аппаратурой для измерения плотности. Принципиальная схема установки показана на фиг. 1, а. Рабочая камера 1 присоединена к ресиверу 3 через затвор 2. Откачка ресивера и камеры производится

пародиффузионными насосами 5 и механическими 6 через затвор 4. В рабочей камере на координатнике 7 установлена электронная пушка 13 с коллектором электронов 9. Источником струи является форкамера с соплом 8, помещенная внутри камеры на координатнике, имеющем перемещение $300 \times 300 \times 300$ мм³. Электронный пучок с энергией 10 кэВ и током 1–3 мА, пересекая струю в поперечном направлении, возбуждает свечение газа. Это излучение через иллюминатор, линзу 10 попадает на входную щель спектрографа ИСП-51 11, работающего в блоке с фотоумножителем 12 и самописцем ЭППВ-60. Спектрограф установлен таким образом, что его входная щель перпендикулярна электронному пучку. При максимальной ширине входной щели 0,4 мм, четырехкратном уменьшении изображения и толщине пучка 1,5 мм воспринимаемый сигнал осредняется по объему газового столба высотой 1,6 мм, диаметром 1,5 мм, что обеспечивает локальность измерения.



Фиг. 1

Измерения парциальных плотностей компонент $n(\text{Ar})$ и $n(\text{He})$ и концентрации аргона f основаны на линейной зависимости измеренной интенсивности $I(\text{Ar})$ - или $I(\text{He})$ -компоненты, возбужденной электронным пучком, от ее парциальной плотности и тока пучка i .

При этом используются следующие зависимости:

$$f = \frac{n(\text{Ar})/n(\text{He})}{1 + n(\text{Ar})/n(\text{He})}, \quad \frac{n(\text{Ar})}{n(\text{He})} = B \frac{I(\text{Ar})}{I(\text{He})} \quad (1.1)$$

где B — коэффициент пропорциональности.

Для проверки характера зависимости интенсивности свечения компонент от плотности проводилась тарировка при температуре 300° К в диапазоне давлений 0.0147 ÷ ÷ 0.441 мм рт. ст. Для тарировки использовалась форкамера сопла, изображенного на фиг. 1, а.

Наблюдение свечения производилось через критическое сечение сопла. Для регистрации свечения гелия использовалась линия 5016 Å (переход $3^1p_1 - 2^1S_0$), аргона — область спектра 4200 ± 50 Å.

Во всем диапазоне тарировки зависимость интенсивности свечения аргона от плотности линейна, для гелия линейность сохраняется лишь до плотности $n(\text{He}) = 0.6 \cdot 10^{16}$ атомов/см³ (давление 0.19 мм рт. ст.).

По результатам тарировки на линейном участке определен коэффициент пропорциональности $B = 2.89$ в формуле (1.1).

Все результаты экспериментов, представленные в данной статье, по уровню плотности лежат в пределах линейности тарировок.

Для выяснения возможности использования электронно-пучковой методики в нелинейной области было проведено изучение спектров Ar, He, H₂, N₂ и их смесей при давлениях, когда возможно влияние столкновительных процессов. Результаты этого исследования сводятся к следующему:

1) с увеличением плотности растет вероятность столкновений возбужденных частиц с невозбужденными, а следовательно, вероятность безызлучательных переходов возбужденных частиц в нормальное состояние, что проявляется в уменьшении суммарной интенсивности спектра;

2) изменение характера столкновений, связанное с изменением плотности и состава газа, возбуждаемого электронным пучком, приводит к перераспределению энергии возбужденных частиц по термам.

В частности, анализ спектра смеси гелия с аргонем показывает, что при увеличении концентрации аргона интенсивность линий гелия, принадлежащих синглетным переходам, уменьшается, а для мультиплетных переходов увеличивается;

3) спектр молекулярного водорода, возбужденного электронным пучком, как и спектр в тлеющем разряде, не имеет четко выраженных полос колебательной структуры. Особенностью спектра является наличие линий атомарного водорода $H_\alpha = 6552.8 \text{ \AA}$, $H_\beta = 4861.3 \text{ \AA}$, $H_\gamma = 4340.5 \text{ \AA}$.

Получение нужной концентрации в камере торможения производилось по методу разделенной подачи компонент. Если $p_0(\text{Ar})$ и $p_0(\text{He})$ — давления в форкамере при течении отдельных компонент, то при совместной их подаче с теми же расходами в форкамере будет смесь с отношением парциальных плотностей

$$\frac{n(\text{Ar})}{n(\text{He})} = \frac{p_0(\text{Ar})}{p_0(\text{He})} \sqrt{\frac{m(\text{He})}{m(\text{Ar})}} \quad (1.2)$$

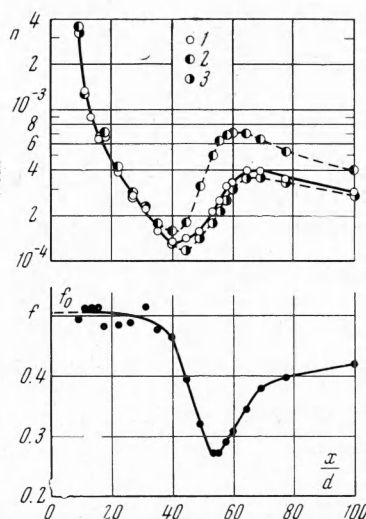
и с давлением

$$p_0 = \left[[p_0(\text{Ar}) + p_0(\text{He})]^2 + p_0(\text{Ar}) p_0(\text{He}) \frac{[\sqrt{m(\text{Ar})} - \sqrt{m(\text{He})}]^2}{\sqrt{m(\text{Ar})} m(\text{He})} \right]^{1/2} \quad (1.3)$$

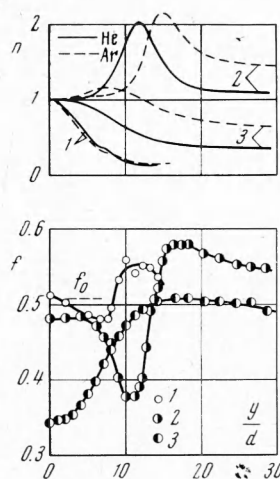
Здесь $m(\text{Ar})$ и $m(\text{He})$ — молекулярные веса аргона и гелия. Соотношения (1.2), (1.3) получены в рамках невязкого сплошного течения газов одинаковой атомности.

Давление в камере торможения измеряется масляным U-образным манометром. Отсчет уровня производился с помощью шкального микроскопа МИР-12 с погрешностью, не превышающей $\pm 0.01 \text{ мм}$. Для измерения давления в камере использован термоманометр ВТ-2.

2. Струя за звуковым соплом. Для исследования структуры струи за звуковым соплом была взята смесь с начальной концентрацией аргона $f_0 = 0.51$. Схема сопла и конфигурация струи показаны на фиг. 1, б. При выбранных в эксперименте температуре торможения $T_0 = 300^\circ \text{ К}$, давлении торможения $p_0 = 124.6 \text{ мм рт. ст.}$ и давлении в камере $p^0 = 1.43 \cdot 10^{-2} \text{ мм рт. ст.}$ система скачков четко сформирована: на фигуре 1 — граница струи, 2 — боковой скачок уплотнения, 3 — диск Маха. При указанных значениях параметров на фиг. 2 и 3 приведены некоторые результаты.



Фиг. 2



Фиг. 3

При тех же значениях параметров на фиг. 2 представлены продольные профили парциальных относительных плотностей компонент $n(\text{He})/n_0(\text{He})$ и $n(\text{Ar})/n_0(\text{Ar})$ (кривые 2, 3), относительной массовой плотности смеси ρ/ρ_0 (кривая 1), а также мольной концентрации аргона f . Плотности отнесены к соответствующим значениям в камере торможения. На оси ординат отмечена начальная концентрация f_0 . Точность измерения f не хуже $\pm 5\%$.

Диск Маха имеет значительную толщину (20—25 мм). Точка $x_m/d = 0.67 \sqrt{p_0/p^0} = 62.5$, согласно обобщениям Шермана [7], соответствующая положению диска Маха,

совпадает с максимумом плотности гелия в ударной волне. Передний фронт ударных волн в соответствии со структурой их в бинарной смеси обогащен гелием.

Плотность гелия в диске Маха повышается в 4.5 раза, что превышает предел изменения плотности в соответствии с адиабатой Гюгонио. Плотность аргона в ударной волне по оси струи увеличивается в 2.92 раза, а общая массовая плотность — в 2.91 раза.

На фиг. 3 показаны поперечные профили относительных парциальных плотностей компонент и вычисленные на них профили концентрации при различных x/d . Кривые 1, 2, 3 соответствуют $x/d = 11.1, 35.6, 64.5$.

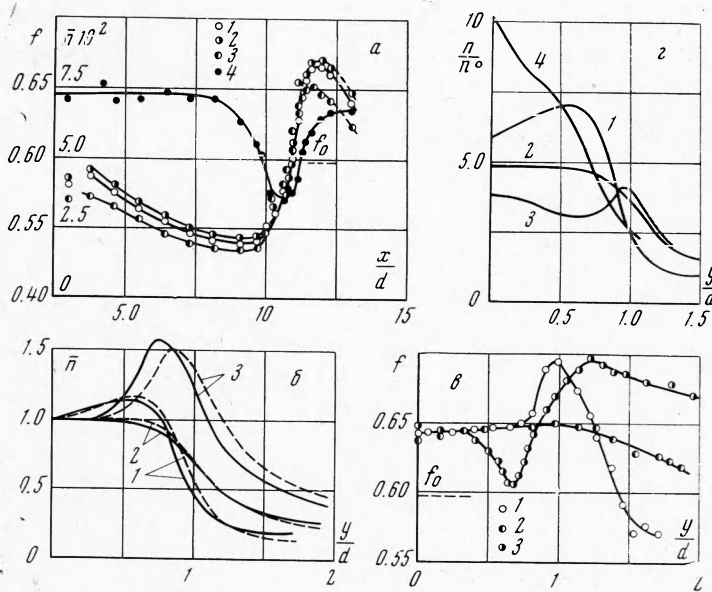
Картина течения, представленная на фиг. 2, 3 для отдельных компонент, качественно согласуется с данными Роте [7] для струи при $d = 15$ мм, $f_0 = 0.12$, $p_0 = 2.56$ мм рт. ст., $p^* = 0.017$ мм рт. ст. и числе Рейнольдса $R = 533$. В экспериментах не было обнаружено обогащения в зоне невязкого расширения. Это также соответствует данным работы [7], так как при $R = 5600$ для рассматриваемого случая ожидаемое обогащение $f - f_0 = 0.002$, что меньше погрешностей эксперимента.

На оси в передней зоне диска Маха наблюдается минимальная концентрация аргона 0.27.

По характеру профилей, снятых сразу же за фронтом диска Маха ($x/d = 64.5$) (фиг. 2, 3), создается впечатление, что боковые скачки уплотнения обуславливают обогащение гелием на оси струи. Возникает как бы «полупрозрачная воронка» для легкой компоненты.

Физически это означает, по-видимому, эффект концентрационной диффузии гелия к оси струи из зоны перед боковыми скачками, обогащенной гелием.

Диаметр диска Маха в одноатомном газе мал по сравнению с размерами струи. Поэтому на оси струи в диске Маха возможно дополнительное обогащение гелием из зоны ударного слоя боковых скачков благодаря искривлению линий тока к оси. Это может явиться причиной anomalно высокого отношения плотностей на диске Маха для гелия (4.5). Указанный эффект не наблюдался в эксперименте Роте [7], где число Рейнольдса было на порядок меньше, система ударных волн была диффузной и гелий мог диффундировать в окружающее пространство из зоны ударных волн. Последний эффект в условиях описываемых экспериментов сказывается уже за диском Маха, где наблюдается обогащение аргоном. Дальнейшее расширение смеси ведет лишь к выравниванию неоднородности струи.



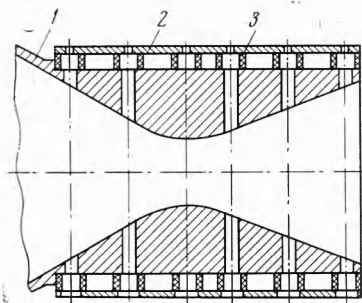
Фиг. 4

3. Струя за сверхзвуковым соплом. Структура струи при истечении смеси $\text{He} + \text{Ar}$ исследовалась при следующих условиях: $f_0 = 0.60$, $p_0 = 2.57$ мм рт. ст., $p^* = 1.8 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст., $T_0 = 300^\circ \text{K}$. Геометрическое значение нерасчетности (без учета вытеснения пограничным слоем) $p_a/p_0 = 0.725$. Конфигурация скачков уплотнения и границы струи, полученные на этом режиме, вместе с геометрией сопла пока-

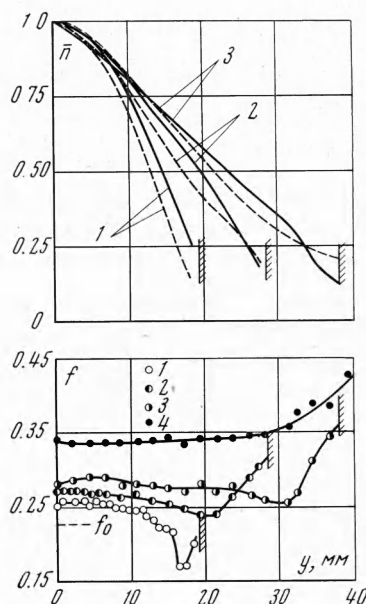
заны на фиг. 1, *в* в одном масштабе. Здесь 1 — граница струи, 2 — скачок уплотнения. На фиг. 4, *а, б, в* показаны продольные и поперечные профили парциальных относительных плотностей компонент и профили концентрации. На фиг. 4, *а* кривая 1 — массовая плотность, 2, 3 — парциальные плотности аргона и гелия соответственно, 4 — концентрация. Кривым 1, 2, 3 на фиг. 4, *б, в* соответствуют $x/d = 3.0, 4.61, 8.18$. Сплошная линия — гелий, прерывистая — аргон. Погрешности в определении координаты x не превышают ± 2 мм, а координаты y — ± 1 мм. Точность измерения концентрации в этом эксперименте не хуже $\pm 10\%$.

На оси ординат (фиг. 4, *а, б, в*) нанесены отметки значения начальной концентрации. Из фиг. 4, *а* видно, что уже на выходе из сопла в струе наблюдается повышенная концентрация аргона. Этот факт находится в качественном несоответствии с данными работы Сибэчера [8] по исследованию истечения смеси $\text{He} + \text{N}_2$ из сопла $d = 3.56$ мм. Обнаруженное Сибэчером ничем необъяснимое сильное обогащение гелием на оси струи является, видимо, результатом ошибки при определении начальной концентрации смеси, составленной из расходов чистых компонент.

Так же как и в струе за звуковым соплом, для скачков характерно обогащение гелием переднего фронта. Кроме того, наблюдается заметное повышение концентрации аргона в периферийной области струи (фиг. 4, *б, в*), что вызвано разлетом гелия с границ струи, благодаря большей скорости откачки гелия вакуумной системой.



Фиг. 5



Фиг. 6

В зоне пересечения скачков уплотнения массовая плотность в ударной волне вдоль оси струи повышается в 4.34 раза; примерно во столько же раз меняется плотность отдельных компонент, т. е. повышение плотности более интенсивное, чем предельное для прямого скачка.

В поперечных профилях парциальных относительных плотностей компонент при $x/d = 3.0$, где скачки уплотнения еще не сформированы, имеется провал (область низкой плотности на оси). Причина такой формы профиля окончательно не выяснена. Предполагаем, что это влияние возмущений, проходящих через пограничный слой сопла. При $x/d = 4.61$ профиль плотности у оси выравнивается.

Для выяснения особенностей струи был проведен эксперимент со струей чистого аргона, истекающей из сверхзвукового сопла при $p_0 = 2.08$ мм рт. ст., $p^0 = 1.4 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст., $p_x/p^0 = 0.755$. Поперечные профили плотности n , отнесенные к плотности в камере n^0 , показаны на фиг. 4, *г*. Кривым 1, 2, 3, 4 соответствуют $x/d = 3.0, 4.50, 6.65, 10.67$. Виден острый пик плотности в зоне пересечения скачков ($x/d = 10.67$). Повышение плотности в пересечении скачков в этом случае равно 3.56. Сравнение этой величины с приведенной выше для смеси (4.34) говорит о том, что добавление легкой компоненты приводит к росту интенсивности ударной волны, что может быть прямым следствием диффузионных процессов в ударной зоне.

Наблюдавшийся в смеси провал плотности на оси струи в профиле, снятом на срезе сопла ($x/d = 3.0$), повторяется также и в эксперименте с чистым аргоном.

Общее сравнение структуры струи за звуковым и сверхзвуковым соплом показывает, что во втором случае разделение газов на ударных волнах слабее, чем в первом. Это означает, что в струе за сверхзвуковым соплом бародиффузионные эффекты как первопричина разделения газов слабее.

4. Течение в сверхзвуковом сопле. При низких давлениях возможно разделение компонентов при течении бинарной смеси в сопле. С целью исследования расширения смеси газов в канале было использовано сопло, изображенное на фиг. 1, *а*. Рабочим газом была смесь $\text{Ar} + \text{He}$ с начальной концентрацией $f_0 = 0.24$, $p_0 = 0.27$ мм рт. ст., $p^* = 1.5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.

Конструкция сопла показана на фиг. 5. Электронный пучок вводится в исследуемое сечение через отверстия в стенках сопла 1. Обечайка 2, установленная на изоляторах 3, диафрагмирует электронный пучок, предохраняя его от попадания на стенки сопла. Сопло установлено в рабочей камере таким образом, что его ось параллельна оптической оси приемника излучения и регистрация свечения газа, возбужденного электронным пучком, производится через выходное сечение сопла.

На фиг. 6 вверху представлены результаты измерений поперечных профилей парциальных плотностей компонент в различных сечениях сверхзвуковой части сопла. Сплошная линия — гелий, прерывистая — аргон. Профили плотности в каждом сечении отнесены к значениям на оси сопла. Кривым 1, 2, 3 соответствует $x = 20, 45, 70$ мм. Результаты показывают, что режим течения существенно вязкий (невязкое ядро потока отсутствует). Это обстоятельство позволяет надеяться, что возмущения от отверстий в стенках сопла не распространяются далеко в глубь потока и ими можно пренебречь. Число Рейнольдса, подсчитанное по параметрам торможения и радиусу критического сечения, $R = 55.6$.

На той же фиг. 6 приведены поперечные профили концентрации аргона. На оси ординат нанесена начальная концентрация. Наблюдается общее для всех профилей обогащение аргоном, растущее вниз по потоку. Этот факт является прямым следствием бародиффузного разделения компонент смеси в градиентном потоке; другими словами, наблюдается отставание атомов аргона от атомов гелия при ускорении газа.

Во всех сечениях заметно увеличение концентрации аргона у стенки. Этому увеличению предшествует провал в концентрации аргона, постепенно сглаживающийся к срезу сопла. В струе на расстоянии 5 мм от среза сопла (кривая 4 при $x = 80$) такого провала уже нет. При обтекании закругленного критического участка сопла создается поперечный градиент давления, величина и распределение которого определяются формой и вязкостью. Этот градиент давления вследствие бародиффузии обуславливает неоднородность потока в поперечном направлении.

Поступила 18 II 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Becker E. W., Bier K. Die Erzeugung eines intensiven, teilweise monochromatisierten Wasserstoff-Molekularstrahles mit einer Laval — Düse. Z. Naturforschung, 1954, Bd 9A, H. 11.
2. Bier K. Umkehrung der Trenndüsen-Entmischung in überexpandierten Gasstrahlen. Z. Naturforschung, 1960, Bd 15A, H. 8.
3. Waterman P. C., Stern S. A. Separation of gas mixtures in a supersonic jet. Chem. Phys, 1959, vol. 31, No. 2, pp. 405—419.
4. Reis V. H., Fenn J. B. Separation of gas mixtures in supersonic jets. J. Chem. Phys., 1963, vol. 39, No. 12, pp. 3240.
5. Zigan F. Gasdynamische Berechnung der Trenndüsen - Entmischung. Z. Naturforschung, 1962, Bd 17A, H. 9.
6. Sherman F. S. Hydrodynamical theory of diffusive separation of mixtures in a free jet. Phys. Fluids, 1965, vol. 8, No. 5, pp. 773—779.
7. Rothe D. E. Electron beam studies of the diffusive separation of helium - argon mixtures. Phys. Fluids, 1966, vol. 9, No. 9, pp. 1943.
8. Sebach D. I. Diffusive separation in shock waves and free jets of nitrogen-helium mixtures. AIAA Journal, 1968, vol. 6, No. 1.
9. Center R. E. Measurement of shock-wave structure in helium-argon mixtures. Phys. Fluids, 1967, vol. 10, No. 8, pp. 1777—1784.