

УДК 533.7:532.546

## ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ КОЛЛАЙДЕРЫ: ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Р. В. Мальцев, А. К. Ребров

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск

E-mails: roman@itp.nsc.ru, rebrov@itp.nsc.ru

При столкновении в вакууме стационарных ограниченных по сечению сверхзвуковых потоков смесей газов с существенно различающимися молекулярными массами происходит формирование облака с повышенной концентрацией и повышенной температурой тяжелого газа. В некоторых условиях определяющим оказывается столкновение молекул тяжелого газа при сжатии его в центре столкновения потоков. Генератор такого течения можно назвать коллайдером. Приведены результаты исследования течения в струйном, цилиндрическом и смешанном двухступенчатом коллайдерах. Основное внимание уделено разделению газов по энергии и составу.

**Ключевые слова:** сверхзвуковой поток, встречное течение, неравновесные процессы, ударный слой, струя, температура, разделение, коллайдер, метод Монте-Карло.

**Введение.** В смесях газов с существенно различающимися молекулярными массами или сечениями столкновения при воздействии градиентов температуры, давления, концентрации возникают потоки массы, энергии, импульса. В сплошной среде эти процессы имеют диффузионный характер. Например, поток массы определяется градиентами концентрации, давления, температуры и массовыми силами в соответствии с известным уравнением диффузии. В этом случае тепловые эффекты и процессы молекулярного энергообмена не приводят к многотемпературности среды. При понижении давления могут возникнуть условия, когда времена релаксации будут соизмеримы с характерным газодинамическим временем. Для такого течения в общем случае уравнения сплошной среды неприменимы. Процессы могут описываться с использованием законов физической кинетики. В этих условиях процессы разделения газов по массам и энергиям более правильно считать инерционными. Эффекты разделения могут быть весьма существенны (см. [1–4]).

Эффекты разделения изучались в ходе анализа обтекания тел разреженной газовой смесью [1–3], при исследовании ускорения тяжелых молекул с использованием этого процесса для напыления [4–6], а также при поиске оптимальных схем газодинамического разделения [7–9]. В [1–9] задачи состояли в том, чтобы ускоренные молекулы собрать (за счет инерционного разделения по массам) с целью разделения газов или выделить молекулы с высокими энергиями для исследований и технологических приложений.

Целью данной работы является поиск и анализ газодинамических схем получения гипертепловых газовых объектов в результате столкновения потоков газовых смесей. Рассмотрим следующий пример. Пусть смесь гелия с малой примесью ксенона и температу-

---

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 06-01-00292, 06-01-08000), Интеграционного гранта Президиума РАН (№ 8.11), Фонда содействия отечественной науке и в рамках Программы поддержки ведущих научных школ России (грант № НШ-5101.2006.1).

рой торможения  $T_0$  расширяется в свободной струе до предельно достижимых чисел Маха. Предельная энергия потока ксенона (если массу атома ксенона принять равной 132) соответствует температуре торможения  $33T_0$ . Выделение потока отдельных атомов ксенона с энергиями, близкими к указанной, — технически разрешимая задача. Используется скиммер (заборник) с большим числом Кнудсена на входе, за входом в скиммер поток переходит в бесстолкновительный режим. Получить же из потока газовой смеси не молекулярный пучок ксенона, а чистый поток ускоренного ксенона невозможно.

Рассмотрим сверхзвуковой поток некоторой смеси газов, сталкивающийся с препятствием, обтекание которого характеризуется числом Кнудсена  $Kn \gg 0,01$ . Перед препятствием формируется ударный слой, толщина которого равна нескольким длинам свободного пробега. Тяжелые частицы могут не потерять свою энергию, в результате чего столкнутся с поверхностью со скоростью, близкой к скорости набегающего потока. Если поверхность препятствия зеркальная, т. е. коэффициенты аккомодации для всех видов энергии нулевые, то вблизи препятствия сформируется ударный слой с температурой восстановления тем более высокой, чем меньше количество столкновений частиц тяжелого и легкого газов в ударном слое. При этом неизбежно существенное повышение концентрации тяжелого газа вблизи поверхности. Эти явления изучались ранее при различных условиях с использованием технических поверхностей [1–3].

Схематически газодинамический коллайдер можно представить как столкновение идентичных встречных потоков. В отличие от известного в ядерной физике коллайдера газодинамический коллайдер соответствует коллективному столкновительному процессу, в результате чего формируется газовый объект с тепловым движением, которое может характеризоваться температурой.

Как показано ниже, возможны различные схемы газодинамических коллайдеров. В данной работе выбор газовых смесей для моделирования объясняется интересом авторов к разработке оптимальных схем газоструйного осаждения тефлоноподобных пленок и ультрадисперсных частиц из потока тетрафторэтилена  $C_2F_4$  (легкие газы используются в качестве газов-носителей). Однако основное внимание уделено энергетическому и концентрационному разделению газов с учетом молекулярной структуры компонентов.

**Метод моделирования.** Для анализа течений использован известный метод прямого статистического моделирования DSMC (direct simulation Monte Carlo) [10]. Столкновения частиц рассматривались с учетом перераспределения энергии между степенями свободы. Макроскопические характеристики потока (плотность, скорость, температуры и т. д.) находились путем осреднения состояний частиц по большому количеству временных шагов после достижения стационарного состояния течения.

Схема весовых множителей строится таким образом, чтобы частицы уничтожались в фазе перемещения и численно увеличивались в фазе столкновений. Расчет столкновения проводится по схеме мажорантной частоты [11], модифицированной для правильного учета столкновений частиц разной массы. При этом используется модель VSS (модель мягких сфер переменного сечения) для упругого рассеяния молекул и модель Ларсена — Борнъяке для распределения энергии по внутренним степеням свободы [10]. Параметры модели VSS вычислялись для температуры торможения  $T_0 = 900$  К (используемой во всех расчетах) на основе температурных зависимостей вязкости и самодиффузии. Для их описания использовалась модель Леннарда-Джонса с параметрами, взятыми из работы [12]. Фактор рассеяния для всех сталкивающихся пар частиц  $\alpha = 1,3$ , значения показателя степенной зависимости вязкости  $\omega$  от температуры, а также диаметра частицы  $d_{ref}$  при температуре, равной 900 К, следующие: для пары  $H_2-H_2$   $\omega = 0,645$ ,  $d_{ref} = 2,57$  Å; для пары  $H_2-C_2F_4$   $\omega = 0,679$ ,  $d_{ref} = 3,87$  Å; для пары  $C_2F_4-C_2F_4$   $\omega = 0,713$ ,  $d_{ref} = 5,08$  Å.

Число вращательных степеней свободы равно двум для  $\text{H}_2$  и трем для  $\text{C}_2\text{F}_4$ . Для  $\text{H}_2$  колебательная энергия не учитывалась, а для  $\text{C}_2\text{F}_4$  вычислялась независимо от вращательной: число колебательных степеней свободы  $\xi_V$  определялось по формуле

$$\xi_V(E_V(T_V)) = 2E_V(T_V)/(kT_V),$$

где  $E_V$  — средняя колебательная энергия;  $T_V$  — колебательная температура. При этом в качестве  $E_V$  бралась средняя по времени колебательная энергия молекул в ячейке,  $T_V$  вычислялась итеративно как обратная функция от  $E_V$ . Зависимость  $E_V(T_V)$ , построенная по данным о вибрационных частотах молекулы  $\text{C}_2\text{F}_4$  [13], задана полиномом  $E_V(T_V) = -10,7T_V + 0,129T_V^2 - 8,77 \cdot 10^{-5}T_V^3 + 3,13 \cdot 10^{-8}T_V^4 - 4,46 \cdot 10^{-12}T_V^5$  в диапазоне температур  $100 \div 1000$  К (единица измерения величины  $E_V$  — Дж/(моль · К)). Учитывались только поступательно-вращательные (Т-Р) и поступательно-колебательные (Т-В) переходы.

Число столкновений  $Z$ , необходимых для релаксации, задано для всех видов взаимодействий, кроме (Т-В)-перехода для  $\text{H}_2$ : для  $\text{H}_2\text{-H}_2$   $Z_{\text{T-R}} = 50$ ; для  $\text{H}_2\text{-C}_2\text{F}_4$   $Z_{\text{T-R}} = 5$ ,  $Z_{\text{T-V}} = 25$ ; для  $\text{C}_2\text{F}_4\text{-C}_2\text{F}_4$   $Z_{\text{T-R}} = 5$ ,  $Z_{\text{T-V}} = Z_V(T_t, T_V)$ . Здесь  $T_t$  — локальная поступательная температура  $\text{C}_2\text{F}_4$  (средняя по времени в ячейке). При выборе постоянных значений  $Z$  использовалось приближенное осреднение времен релаксации, что не оказывало существенного влияния на результаты.

Величина  $Z_{\text{T-V}}$  для  $\text{C}_2\text{F}_4$  вычислялась по формуле [14]

$$Z_{\text{T-V}} = \frac{Z_{10}(T_t)}{1 - \exp(-\Theta_1/T_V)} \frac{C_{vib}(T_V)}{C_1(T_V)}.$$

Здесь  $Z_{10}(T_t)$  — число столкновений, необходимое для реализации колебательного перехода;  $\Theta_1$  — квант энергии нижней колебательной моды;  $C_{vib}(T_V)$  — полная колебательная теплоемкость;  $C_1(T_V)$  — теплоемкость нижней моды, через которую в основном происходит обмен энергией. Для молекулы  $\text{C}_2\text{F}_4$  зависимость Ландау — Теллера [14] имеет вид  $\log Z_{10}(T_t) = 26,4T_t^{-1/3} - 2,76$ ; коэффициенты найдены по экспериментальным данным о временах релаксации  $\tau_{vib}$ : при  $T_t = 300$  К  $\tau_{vib} = 17$  нс [13], при  $T_t = 373$  К  $\tau_{vib} = 14$  нс [15].

При построении алгоритма учитывались рекомендации работы [16], в том числе пересчет “континуального” значения  $Z_{\text{T-V}}$  в соответствующую вероятность столкновений для модели Ларсена — Борньяке.

**Струйный коллаидер.** Струйный коллаидер формирует газодинамическую структуру, включающую область взаимодействия двух соосных встречных сверхзвуковых струй, в которой сталкивающиеся газы разрежены. Существенной особенностью такой структуры является формирование веерного расширения смеси газов в пространстве, окружающем плоскость симметрии области взаимодействия потоков. Для анализа потока достаточно рассмотреть течение из камеры торможения через сопло с дальнейшим расширением до плоскости симметрии, на которой принято условие зеркального отражения всех частиц. Со стороны источника расчетная область ограничена полностью поглощающей поверхностью.

Результаты расчетов для струйного коллаидера приводятся для двух встречных сверхзвуковых струй газовых смесей с начальным составом в камере торможения 97,5 %  $\text{H}_2$  — 2,5 %  $\text{C}_2\text{F}_4$  при начальной температуре торможения, равной 900 К. Рассматривалось поле взаимодействия струй, истекающих из сверхзвуковых конических сопел с отношением площадей на выходе и в критическом сечении, равным 52, и углом раствора  $40^\circ$ . Расстояние между критическими сечениями сопел равно  $35d_*$  ( $d_*$  — диаметр критического сечения), расстояние между срезами сопел составляло  $18d_*$ . С учетом условий симметрии для анализа течения достаточно рассмотреть 1/4 картины осесимметричного течения.

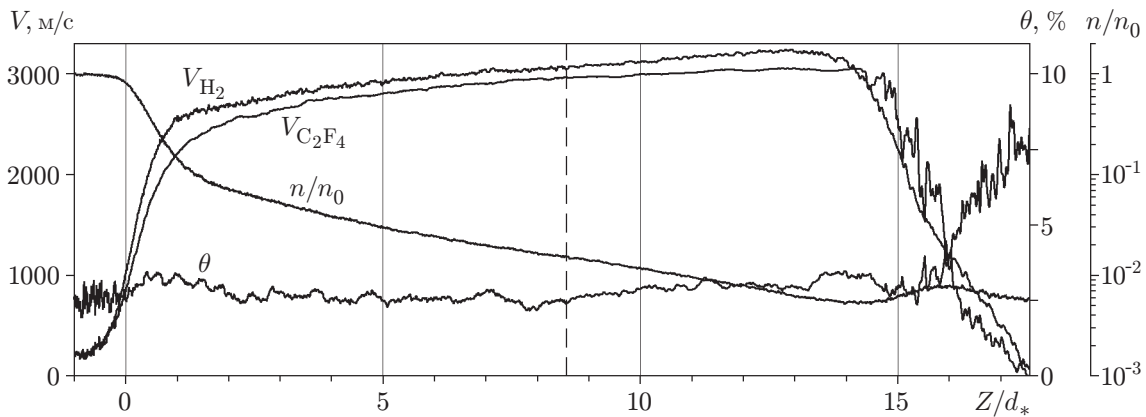


Рис. 1. Изменение параметров вдоль оси потока в струйном коллайдере при  $Kn_0 = 1,59 \cdot 10^{-3}$  (вертикальная штриховая линия — положение среза сверхзвукового сопла;  $Z/d_* = 0$  — положение критического сечения)

Сначала были проведены расчеты взаимодействия струй газовых смесей 95 % He — 5 %  $C_2F_4$  с характерным числом Кнудсена, определенным по формуле  $Kn_0 = 1/(\sqrt{2}n_0\sigma_0d_*) = 2,35 \cdot 10^{-3}$  ( $n_0$  — суммарная числовая плотность в камере торможения;  $\sigma_0$  — сечение столкновения частиц несущего газа (гелия) между собой при температуре торможения). Установлено, что в плоскости торможения температура пришедших в равновесие газов на 250–330 К превышает температуру торможения.

Для выявления более сильных эффектов перегрева тяжелого газа в окрестности плоскости симметрии расчеты были продолжены только для смеси  $C_2F_4$  с водородом в качестве несущего газа. На рис. 1 показано распределение относительной суммарной числовой плотности  $n/n_0$ , числовой доли  $C_2F_4$  в смеси  $\theta$  и скоростей потока  $V_{H_2}$  и  $V_{C_2F_4}$  вдоль оси симметрии (по координате  $Z$ ) при  $Kn_0 = 1,59 \cdot 10^{-3}$ . В качестве начала координат принято положение критического сечения сопла. Неравновесность течения оказывается существенной во всей области вплоть до плоскости симметрии. Следует отметить наличие скольжения компонентов относительно друг друга. До сечения  $Z/d_* \approx 14$  значения  $V_{H_2} > V_{C_2F_4}$ , затем водород тормозится быстрее. Это происходит в области формирования ударного слоя при  $Z/d_* > 14$ . В ударном слое нельзя выделить ударную волну. Условия газодинамического коллайдера выполняются в случае, когда ударные волны во встречных потоках срastaются, т. е. когда между ударными волнами отсутствует обычный (в газодинамическом смысле) сжатый слой.

О неравновесности течения можно судить по изменению числовой доли  $C_2F_4$ , значения которой коррелируют с разностью скоростей компонентов и резко увеличиваются в ударном слое, в несколько раз превышая начальные.

Важную информацию о течении содержит зависимость  $(n/n_0)(Z/d_*)$ , из которой следует, что ударный слой начинает формироваться в окрестности сечения  $Z/d_* = 14$ . По этой зависимости можно определить число длин свободного пробега частиц в сжатом слое и число Кнудсена ударного слоя. Если в качестве толщины ударного слоя  $d_s$  принять ширину на полувысоте профиля плотности ударного слоя и использовать среднюю длину пробега при столкновениях молекул  $C_2F_4$  между собой, то характерное число Кнудсена будет равно  $Kn_s = 1/(\sqrt{2}n_s\sigma_s d_s) \approx 0,04$  ( $n_s$  — плотность  $C_2F_4$  в ударном слое;  $\sigma_s$  — сечение столкновения  $C_2F_4$ – $C_2F_4$  при средней температуре ударного слоя).

На рис. 2 показано распределение температур вдоль оси сталкивающихся потоков ( $T_{H_2}$  — средняя поступательная температура несущего газа;  $T_R$  — температура  $C_2F_4$

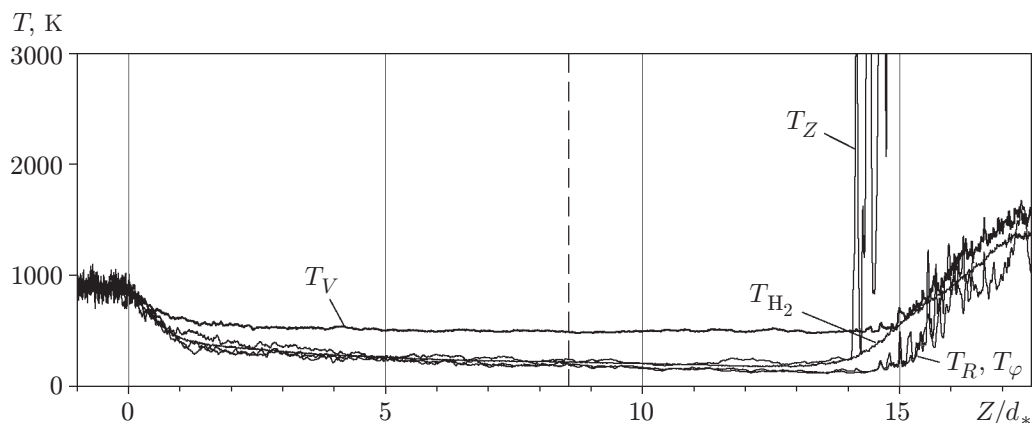


Рис. 2. Изменение температур вдоль оси потока в процессе его расширения и столкновительного сжатия (вертикальная штриховая линия — положение среза сверхзвукового сопла)

в радиальном направлении;  $T_Z$  — температура  $C_2F_4$  в направлении оси (вдоль линии тока);  $T_\varphi$  — температура  $C_2F_4$  в направлении, нормальном к оси;  $T_V$  — колебательная температура  $C_2F_4$ ). Область расширения характеризуется равновесностью по поступательным степеням свободы, замораживанием колебательной температуры  $C_2F_4$  при  $T_V \approx 485$  К. Увеличение продольной температуры  $C_2F_4$  в сжатом слое до значений  $T_Z = 20\,000 \div 30\,000$  К не реалистично. Величина  $T_Z$  характеризует суммарную энергию молекул в направлении оси потока при существенном отличии распределения продольных скоростей молекул взаимопроникающих потоков от максвелловского. Следует отметить, что в ударном слое возможны столкновения частиц с энергиями, соответствующими указанным температурам. Колебательная температура увеличивается до 1500 К, примерно на 600 К превышая температуру в камере торможения.

При найденных температурах могут быть инициированы химические процессы, приводящие к изменению состава газов (в данной работе эти процессы не рассматриваются). Важно, что в результате столкновения струй в условиях разрежения формируется практически сплошная зона тяжелого газа с температурой, значительно превышающей температуру торможения. По существу, формируется высокотемпературный реактор для многоатомного газа, “подвешенный” в пространстве, не ограниченном стенками. Повышенная концентрация тяжелого газа в сжатом слое по сравнению с исходной свидетельствует о наличии суперпозиции энергетического разделения и разделения газов по роду.

**Цилиндрический коллайдер.** Недостатком струйного коллайдера является близкое к сферичному струйное расширение, приводящее к разлету газов на большую площадь с соответствующим увеличением разреженности. Представляет интерес исследование таких течений, когда уменьшение плотности тяжелого газа при расширении и взаимодействии со встречным потоком становится менее значительным. Одним из простейших вариантов такого течения является сходящийся к оси осесимметричный поток смеси газов. В данной работе рассмотрены конвергентные течения из звуковых и сверхзвуковых сопел в виде кольцевых источников с направлением потока к оси. Вблизи критического сечения течение близко к плоскому. По мере приближения к оси степень расширения ограничивается вследствие уменьшения радиуса потока, но может сохраняться до некоторого радиуса за счет расширения в осевых направлениях. В окрестности оси кольцевого источника конвергентное течение распадается на два противоположно направленных струйных осесимметричных потока. Цилиндрическая поверхность, на которой располагается срез сопла, и бо-

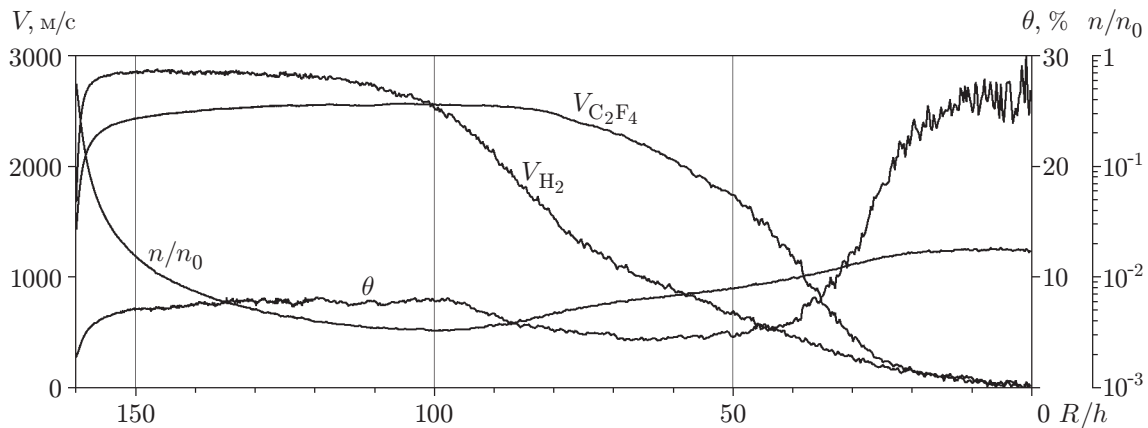


Рис. 3. Изменение параметров потока в плоскости симметрии в конвективной части цилиндрического коллайдера при течении из кольцевого звукового сопла к оси коллайдера

ковые поверхности, перпендикулярные оси коллайдера, ограничивают расчетную область при числе Маха  $M > 1$  (считалось, что на них поток полностью поглощается). Данные приводятся только для половины расчетной области, так как плоскость симметрии для такого течения можно считать зеркальной.

Предварительные расчеты для кольцевого источника с диаметром среза сверхзвукового и звукового сопла  $D = 6$  мм при ширине щели  $h \approx 0,02$  мм ( $D/h = 320$ ) показали, что при  $Kn_0 = 1/(\sqrt{2}n_0\sigma_0h) = 10^{-3}$  течение в плоскости симметрии, за исключением области ударной волны, всюду равновесное, эффект коллайдера не наблюдается. Формируется обычная структура с кольцевой ударной волной и сжатым слоем внутри нее. В случае звукового сопла при  $Kn_0 = 0,01$  обнаружено, что температура на оси источника на 300 К превышает температуру торможения в источнике.

Более значительно данный эффект проявляется в случае звукового сопла при  $Kn_0 = 0,02$ . Анализ этого режима проведен ниже. На рис. 3 показано распределение параметров потока в плоскости симметрии источника по координате  $R/h$  от критического сечения до оси симметрии. В качестве начала координат принята точка пересечения плоскости симметрии и оси симметрии источника.

Существенной оказывается неравновесность течения во всей области вплоть до области торможения в окрестности оси. Следует отметить наличие скольжения компонентов относительно друг друга: до сечения  $R/h \approx 100$  значения  $V_{H_2} > V_{C_2F_4}$ , затем водород тормозится быстрее. Это происходит в области формирования ударного слоя при  $R/h > 100$ . Особенностью этого течения является наличие между сечениями  $R/h = 150$  и  $R/h = 100$  области с практически постоянной скоростью движения водорода (и постоянным числом Маха для него). В этой области водород слабо тормозится, а  $C_2F_4$  продолжает ускоряться. Зависимость  $(n/n_0)(R/h)$  интересна тем, что она содержит информацию о начале формирования ударного слоя по плотности в окрестности сечения  $R/h = 100$ , а также позволяет определить среднее число длин свободного пробега молекул в ударном слое и число Кнудсена. В плоскости симметрии кольцевого источника в ударном слое  $Kn_s \approx 0,02$ , т. е. условия приближаются к континуальным.

Эффект разделения газов характеризуется величиной  $\theta$ , коррелирующей с изменением скоростей компонентов. Весьма существенно, что концентрация  $C_2F_4$  на оси более чем в 10 раз превышает начальную.

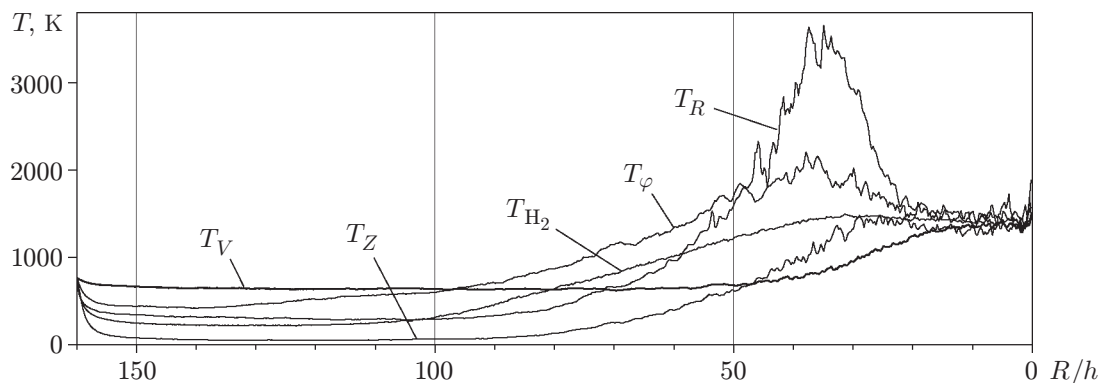


Рис. 4. Изменение температур в плоскости симметрии цилиндрического коллайдера при течении потока из сопла к оси коллайдера ( $R/h = 0$ )

На рис. 4 приведены данные об изменении температур между критическим сечением и осью ( $T_R$  — поступательная температура  $C_2F_4$  в радиальном направлении (вдоль линии тока);  $T_Z$  — поступательная температура  $C_2F_4$  в направлении оси коллайдера;  $T_\varphi$  — температура в направлении, перпендикулярном радиусу в плоскости симметрии кольцевого источника). Особенности изучаемого течения являются неравновесность по поступательным степеням свободы и существенная температурная анизотропия, особенно на переднем фронте ударной перестройки потока. Пик значений  $T_R$  на фронте ударного слоя характерен для ударных волн, но в данном случае он аномально высок. Следует отметить большие значения  $T_\varphi$ , что, по-видимому, является следствием сильного сжатия потока в плоскости симметрии источника. Наоборот, температура  $T_Z$  принимает минимальные значения, так как расширение в направлении от плоскости симметрии источника более свободно. Колебательная температура быстро “замораживается” и начинает повышаться внутри ударного слоя при приближении к оси коллайдера. Все температуры в этой области приближаются к значению 1400 К, что на 500 К выше начальной температуры в камере торможения.

Особенностью цилиндрического коллайдера, возможно, важной для научных исследований и их приложений, является характер расширения после столкновения. В обоих направлениях газ, особенно тяжелый, течет в виде струй, в значительной мере коллимированных.

Если данная схема течения найдет важные приложения, то потребуется более тщательное ее исследование для оптимизации параметров такого необычного реактора.

**Двухступенчатый (струйно-цилиндрический) коллайдер.** Возможность получения высококонцентрированного, частично коллимированного потока тяжелого газа в перегретом (гипертепловом) состоянии в окрестности точки торможения сходящегося потока, истекающего из кольцевого сопла, определила направление дальнейших исследований — изучение столкновения осесимметричных потоков от двух идентичных кольцевых коллайдеров. Ниже анализируется процесс лишь во второй ступени коллайдера, где сталкиваются струи газов, осесимметрично растекающиеся от цилиндрических коллайдеров, рассмотренных выше.

На рис. 5 приведена схема течения в двухступенчатом коллайдере, показаны линии тока  $C_2F_4$  и изолинии чисел Маха для  $H_2$ . Левая ось ординат находится в плоскости симметрии кольцевого источника цилиндрического коллайдера, нормальной к оси, правая — в плоскости симметрии двухступенчатого коллайдера, нормальной к оси. Ось абсцисс совпадает с осью двухступенчатого коллайдера. Диаметр источника  $D/h = 200$ , расстояние

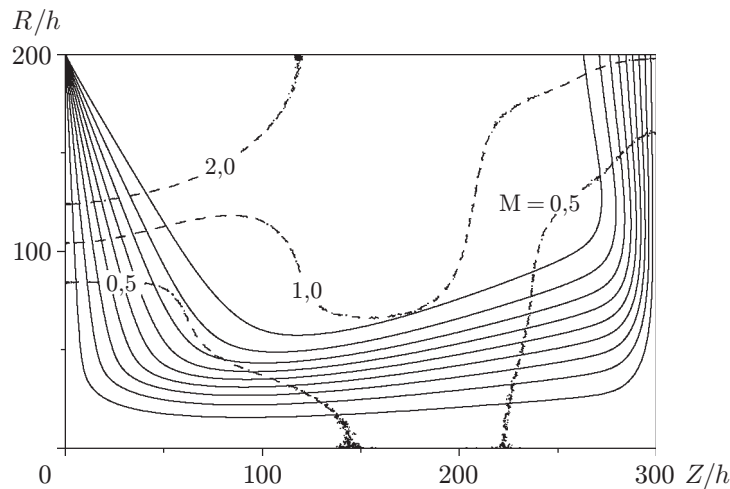


Рис. 5. Схема течения в двухступенчатом коллайдере (1/4 полной картины): сплошные линии — линии тока тяжелого компонента; штриховые — изолинии чисел Маха легкого компонента

между коллайдерами  $L/h = 600$ , число Кнудсена первой ступени  $Kn_0 = 0,02$ . Очевидно, что линии тока в левой части рис. 5 характеризуют течение в рассмотренном выше цилиндрическом коллайдере. В правой части рис. 5, в сечении  $Z/h = 300$ , “поставлено зеркало” в плоскости симметрии области взаимодействия осевых потоков от двух цилиндрических коллайдеров. Видно, что при веерном расширении тяжелый газ прижимается к плоскости симметрии двухступенчатого коллайдера. Линия, соответствующая  $R/h = 200$  и замыкающая контур расчетной области, ограничивает область сверхзвукового потока, поэтому задание на этом контуре граничных условий полного поглощения не вносит искажений в результаты расчета рассматриваемого поля течения. Заметим, что наиболее существенные энергетические и концентрационные преобразования в потоке  $C_2F_4$  происходят в дозвуковой области течения  $H_2$ .

Исследуем поведение параметров газов, сталкивающихся при течении от двух цилиндрических коллайдеров. На рис. 6 видно, что по направлению к общей плоскости симметрии газы ускоряются со “скольжением” относительно друг друга, достигая максимальной скорости, приблизительно в два раза меньшей, чем в цилиндрическом коллайдере. В удар-

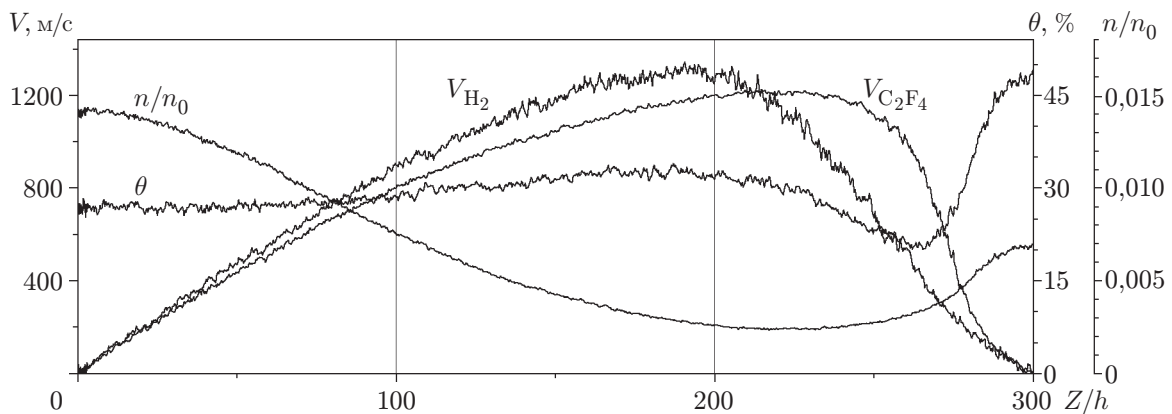


Рис. 6. Изменение параметров потока, текущего вдоль оси двухступенчатого коллайдера от плоскости симметрии цилиндрического коллайдера ( $Z/h = 0$ ) к плоскости симметрии двухступенчатого коллайдера ( $Z/h = 300$ )



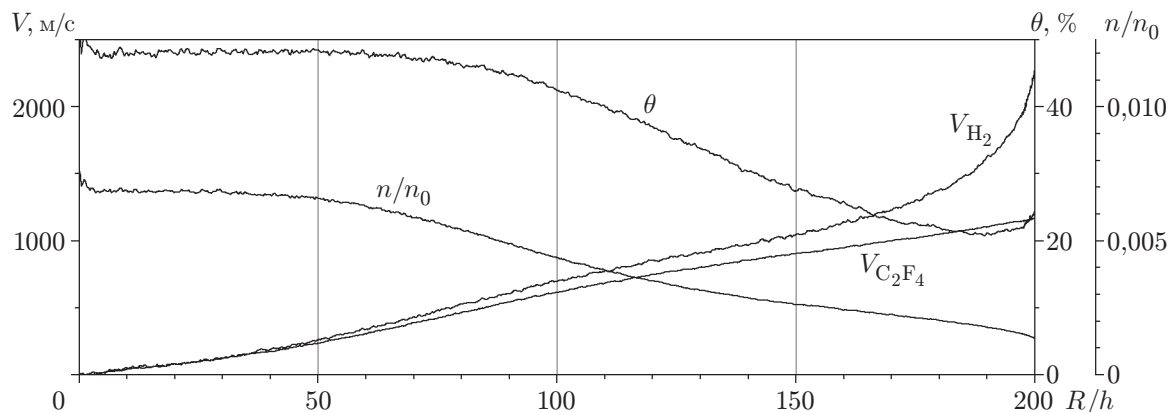


Рис. 7. Изменение параметров газов при веерном расширении от точки торможения вдоль радиуса в плоскости симметрии двухступенчатого коллайдера

ном слое на второй ступени суммарная плотность почти в два раза меньше, чем на первой ступени, но концентрация возрастает по сравнению с первой ступенью также примерно в два раза, т. е. плотность тяжелого компонента почти не меняется. В результате двухступенчатого разделения концентрация тяжелого газа увеличивается почти в 20 раз. Средняя поступательная температура в точке торможения тяжелого газа (в плоскости симметрии) достигает значения 1500 К при отсутствии равновесия теплового движения с вращательной и колебательной энергиями.

Дальнейшее веерное расширение газов в окрестности общей плоскости симметрии характеризуется зависимостями, представленными на рис. 7. При  $R/h = 200$  газы ускоряются до скоростей, приблизительно равных 1000 м/с; соответственно уменьшаются плотность и концентрация.

**Заключение.** Анализ формирования ударных слоев при столкновении высокоскоростных потоков газовых смесей, в результате чего образуется газовый объект, окруженный разреженной газовой средой, проведен, по-видимому, впервые. Расчеты показали уникальные возможности энергетического и концентрационного разделения газовых смесей. Такие объекты могут быть использованы в физических исследованиях. Технологические применения не только возможны, но и очевидны. В частности, коллайдеры рассмотренных видов могут быть использованы в качестве источников нового типа для получения тонких пленок и ультрадисперсных частиц.

Авторы выражают благодарность А. А. Морозову за участие в разработке модели для анализа релаксационных процессов молекулы  $C_2F_4$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Mais G., Fenn J. B. Recovery factor measurements in gas mixtures // Phys. Fluids. 1964. V. 7, N 7. P. 1080.
2. Бочкарев А. А., Косинов В. А., Приходько В. Г., Ребров А. К. Эффекты диффузионного разделения при столкновении гиперзвуковых потоков разреженной газовой смеси // ПМТФ. 1971. № 2. С. 149–153.
3. Бочкарев А. А., Косинов В. А., Приходько В. Г., Ребров А. К. Обтекание затупленного тела сверхзвуковой струей азота и азотоводородной смеси низкой плотности // ПМТФ. 1972. № 6. С. 50–55.
4. Rebrov A. K. Review on gas jet deposition // Proc. of the 4th Intern. conf. on coating on glass. Braunschweig: Fraunhofer Inst. für Schicht und Oberflächentechnik, 2002. P. 131–142.

5. **Toccoli T., Boschetti A., Iannotta S.** Molecular materials for optoelectronics by supersonic molecular beam growth: co-deposition of C<sub>60</sub> and ZnPc // *Synthetic Materials*. 2001. V. 122. P. 229–231.
6. **Iannotta S., Toccoli T., Boschetti A., Scardi P.** Optical properties, morphology and structure of high quality oligothiophene films grown by supersonic seeded beams // *Synthetic Materials*. 2001. V. 122. P. 221–223.
7. **Campargue R., Anderson J. B., Fenn J. B., et al.** On aerodynamic separation methods. Repr. from: *Nuclear energy maturity*. Oxford; N. Y.: Pergamon Press, 1975. P. 5–25.
8. **Cattolica R. J., Gallagher R. J., Talbot L., et al.** Research on aerodynamic means of isotope enrichment: Report / Sandia lab. energy. N SAND78-8216. Albuquerque, 1978.
9. **Куснер Ю. С., Кутателадзе С. С., Приходько В. Г. и др.** Инерционное газокинетическое разделение газовых смесей и изотопов // *Докл. АН СССР*. 1979. Т. 247, № 4. С. 845–848.
10. **Bird G. A.** *Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows*. Oxford: Oxford Sci. Publ., 1994.
11. **Иванов М. С., Рогазинский С. В.** Сравнительный анализ алгоритмов метода прямого статистического моделирования в динамике разреженного газа // *Журн. вычисл. математики и мат. физики*. 1988. Т. 23, № 7. С. 1058–1070.
12. **Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания** / Под ред. В. П. Глушко. М.: Изд-во АН СССР: ВИНТИ, 1974. Т. 8.
13. **Shimanouchi T.** *Table of molecular vibrational frequencies*. Washington: Nat. Bureau of Standards, 1972. V. 1.
14. **Lambert J. D.** *Vibrational and rotational relaxation in gases*. Oxford: Clarendon Press, 1977.
15. **Cottrel T. L.** *Molecular energy transfer in gases* / T. L. Cottrel, J. C. McCoubrey. L.: Butterworths, 1961.
16. **Haas V. L., Hash D. B., Bird G. A., et al.** Rates of thermal relaxation in direct simulation Monte Carlo methods // *Phys. Fluids*. 1994. V. 6, N 6. P. 2191–2201.

*Поступила в редакцию 11/1 2007 г.*

---