

УДК 533.6.011.5
DOI: 10.15372/PMTF202315313

ВЛИЯНИЕ СТЕПЕНИ НЕРАСЧЕТНОСТИ СВЕРХЗВУКОВЫХ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ СТРУЙ МНОГОАТОМНОГО ГАЗА SF₆ НА ИХ ГАЗОДИНАМИЧЕСКУЮ СТРУКТУРУ

И. С. Цырольников, Н. А. Маслов, С. Г. Миронов, Т. В. Поплавская

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,
Новосибирск, Россия

E-mails: tsivan@itam.nsc.ru, nmaslov@itam.nsc.ru, mironov@itam.nsc.ru, popla@itam.nsc.ru

Численно и экспериментально исследуется влияние степени нерасчетности ($n = 1,18 \div 3,35$) неизобарической сверхзвуковой струи колебательно-возбужденного газа SF₆, истекающей из конвергентного осесимметричного сопла диаметром 0,25 мм. Эксперименты, в которых исследовалась газодинамическая структура струй, проведены на специально созданном струйном стенде Института теоретической и прикладной механики СО РАН. Численное моделирование проводилось на основе решения двумерных уравнений Навье — Стокса с помощью пакета ANSYS Fluent в рамках модели термически совершенного газа. Влияние возбуждения колебательных степеней свободы газа SF₆ исследовано как для случая равновесного газа, так и для случая колебательно-неравновесного газа. Для моделирования неравновесности колебательных степеней свободы использовалась двухтемпературная модель релаксационных течений. Показано, что степень нерасчетности струи газа SF₆ влияет на изменение длины ячеек волновой структуры, вследствие чего меняется скорость колебательной релаксации. Получена зависимость коэффициента уменьшения амплитуд плотности в газодинамических ячейках от степени нерасчетности.

Ключевые слова: сверхзвуковые неизобарические струи, волновая структура, влияние колебательной релаксации

Введение. Изучение влияния колебательной неравновесности молекул на динамику газовых потоков необходимо при разработке физических моделей колебательной релаксации в газодинамических системах, а также для использования полученных результатов в различных приложениях (гомогенная конденсация газов, модификация поверхностей материалов горячими химически активными потоками, моделирование высокоскоростного обтекания тел, совершенствование мощных газовых лазеров). Большое количество работ посвящено исследованию влияния колебательной релаксации молекул на течения расширения высокотемпературного газа из сопел ракетных двигателей и в высокоэнтальпийных аэродинамических трубах (см., например, [1–4]). В ряде работ изучено влияние колебательной неравновесности молекул на распространение звука и структуру ударных волн (см., например, [5, 6]). В работах, посвященных исследованию сверхзвуковых нерасчетных

Работа выполнена в рамках государственного задания Института теоретической и прикладной механики СО РАН. Эксперименты проведены с использованием оборудования центра коллективного пользования “Механика”.

© Цырольников И. С., Маслов Н. А., Миронов С. Г., Поплавская Т. В., 2024

струй, основное внимание уделялось изучению влияния колебательной неравновесности на параметры течения в первой ячейке волновой структуры струи [7, 8]. Также представляется интерес исследование влияния релаксации колебательного возбуждения молекул на многоячеистую волновую структуру нерасчетной струи, параметры которой определяют возникновение глобальной неустойчивости и распад струйного течения [9]. В указанных выше работах, в основном посвященных математическому моделированию, рассматриваются течения двухатомных газов с высокой температурой колебательного возбуждения, что создает значительные трудности при экспериментальном моделировании неравновесных процессов. В этом случае перспективным является использование многоатомных газов типа SF_6 , которые имеют большое число колебательных степеней свободы и температура возбуждения которых незначительно превышает комнатную. Соединение SF_6 (гексафторид серы) в нормальных условиях находится в газообразном состоянии, а его электроизолирующие и дугогасящие свойства позволили дать ему еще одно название — элегаз. В работе [10] исследовано сверхзвуковое слабонерасчетное истечение струи SF_6 из конвергентных круглых сопел диаметром от 0,063 до 1,000 мм и обнаружено влияние колебательной неравновесности на параметры волновой структуры струи. В частности, неравновесность приводила к уменьшению продольного размера и количества ячеек волновой структуры, а также амплитуды изменения статического давления вдоль струи по сравнению с равновесным случаем. Этот эффект зависел от размера сопел и наиболее значительно проявлялся в случае струй, истекающих из сопел, диаметр которых приблизительно равен 0,25 мм. Показана связь наблюдаемых изменений параметров волновой структуры неравновесной струи с характерным продольным масштабом волновой структуры, который при фиксированной степени нерасчетности определяется диаметром сопла. Результаты, полученные в [10], могут быть подтверждены в расчетах и экспериментах со струями газа SF_6 при вариации степени нерасчетности и фиксированном значении диаметра сопла 0,25 мм, при котором в экспериментах наблюдалось максимальное влияние колебательной неравновесности на струйное течение. Степень нерасчетности представляет собой отношение статического давления на выходе из сопла к давлению в окружающем струю пространстве и определяет продольный масштаб волновой структуры нерасчетной струи.

В данной работе приведены результаты экспериментального и численного моделирования волновой структуры недорасширенной турбулентной струи SF_6 , истекающей из осесимметричного конвергентного сопла диаметром 0,25 мм, при вариации ее степени нерасчетности.

1. Эксперимент. Эксперименты со сверхзвуковыми нерасчетными струями гексафторида серы выполнялись на стенде, специально созданном для исследования газовых плоских и осесимметричных струй малых размеров [10, 11]. Этот струйный стенд позволяет проводить шлирен-визуализацию поля течения струи и регистрацию цифрового изображения с разрешением 1870 пиксель/мм. Система визуализации поля течения струй позволяла минимизировать влияние aberrации изображения и интерференции света. В качестве рабочего газа использовался SF_6 , характеризующийся высокой энергией колебательного возбуждения. Струя газа истекала из конвергентного осесимметричного сопла диаметром $d = 0,25$ мм, при котором наблюдается наиболее существенное влияние колебательной неравновесности SF_6 на газодинамическую структуру струи при степени нерасчетности, равной 1,363 [10]. В каждом эксперименте проводилась визуализация течения с небольшим шагом по степени нерасчетности n . При этом связь между давлением P_0 и степенью нерасчетности n определялась по формуле

$$n = P_0 / [P_{окр} (1 + (\gamma - 1)/2)^{\gamma/(\gamma-1)}],$$

где P_0 , $P_{окр}$ — давление торможения и давление окружающей среды; γ — показатель адиабаты равновесного газа в форкамере. Давление окружающей среды равно $P_{окр} = 1$ атм,

Значения числа Рейнольдса Re_* , Re_L при различных значениях степени нерасчетности

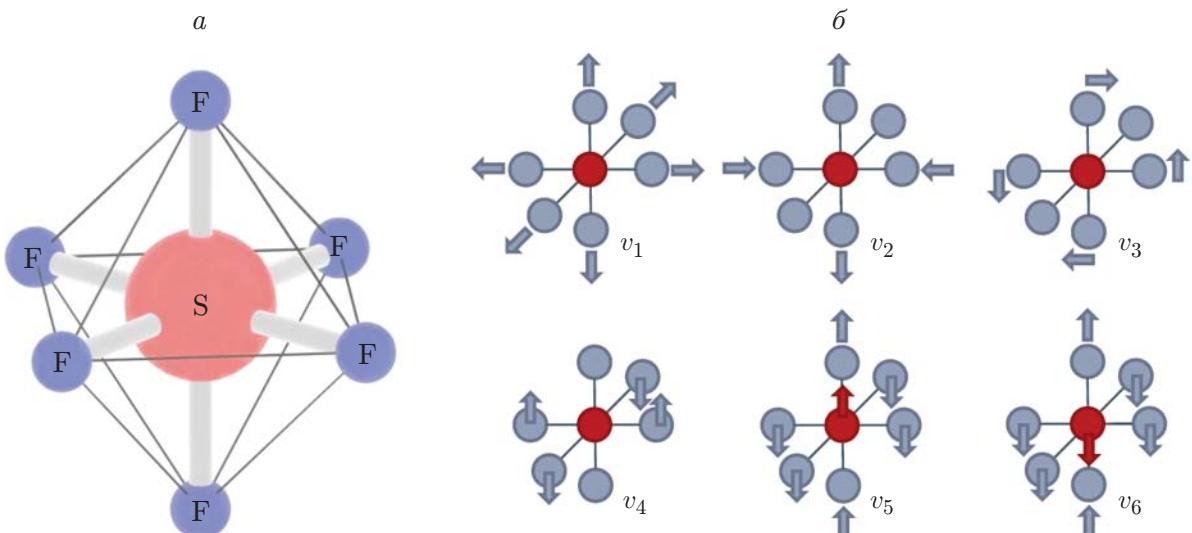
n	Re_*	Re_L
1,18	15 842	11 146
1,42	19 294	12 403
1,65	22 454	13 371
2,18	29 519	15 305
2,77	37 200	17 123
3,35	44 993	18 812

давление P_0 изменялось в диапазоне $2 \div 6$ атм, что соответствовало диапазону значений степени нерасчетности струи $n = 1,18 \div 3,35$. В таблице приведены значения числа Рейнольдса Re_* , определяемого по параметрам течения на выходе из сопла и его диаметру. Иногда также используется число Рейнольдса $Re_L = Re_*/(P_0/P_{окр})^{1/2}$, характерное для течения в первой газодинамической ячейке волновой структуры (см. таблицу).

2. Численное моделирование струйного течения газа SF_6 . В данной работе рассматривается сверхзвуковое струйное течение многоатомного газа SF_6 из конвергентных сопел. Плотность газа при температуре 20°C и давлении 1 атм составляет $6,139 \text{ кг}/\text{м}^3$, вязкость при температуре $22,5^\circ\text{C}$ — $15,37 \text{ мкПа} \cdot \text{с}$, показатель адиабаты при температуре 20°C равен 1,09. Даже при комнатной температуре возбужденные колебательные степени свободы вносят большой вклад во внутреннюю энергию молекулы SF_6 .

В центре молекулы SF_6 находится атом серы, а на равных расстояниях от него в вершинах правильного октаэдра располагаются шесть атомов фтора (рис. 1, *a*). Сложная молекула SF_6 имеет шесть независимых колебательных мод $v_1(1)$, $v_2(2)$, $v_3(3)$, $v_4(3)$, $v_5(3)$, $v_6(3)$ (в скобках указаны факторы вырождения) [12, 13]. Каждая мода v_i характеризуется своей колебательной температурой $\theta_i = 1114, 926, 1364, 885, 753, 499 \text{ К}$. Соответственно и теплоемкость SF_6 зависит от этого набора шести характерных колебательных температур.

В случае равновесного течения теплоемкость SF_6 при постоянном давлении c_p определяется как функция температуры газа T и характерных колебательных температур θ_i

Рис. 1. Строение молекулы (*a*) и характерные формы колебаний (*б*) SF_6

с множителями $r_i = 1, 2, 3, 3, 3, 3, 3$, соответствующими факторам вырождения мод:

$$\frac{c_p}{R} = 4 + \sum_{i=1}^6 r_i \frac{(\theta_i/T)^2 e^{\theta_i/T}}{(e^{\theta_i/T} - 1)^2}$$

(R — удельная газовая постоянная). Результаты расчетов по предложенной зависимости удовлетворительно согласуются с данными [14] в диапазоне температур $250 \div 350$ К с погрешностью менее 1,3 %. Теплопроводность рабочего газа задавалась согласно кинетической теории, вязкость газа задавалась полиномиальной зависимостью от температуры, аппроксимирующей данные [15].

SF_6 проявляет свойства реального газа даже при комнатной температуре и относительно небольшом давлении порядка 1 МПа. Поэтому при моделировании струйных течений SF_6 необходимо учитывать влияние на свойства газа не только температуры, но и давления. В работах [14–16] показано, что при небольшом давлении торможения газа ($P_0 = 2 \div 6$ атм) влияние межмолекулярного взаимодействия незначительно, поэтому в расчетах допустимо использовать уравнение состояния совершенного газа.

Численное моделирование струйного течения гексафторида серы с учетом колебательной релаксации молекул проведено с помощью пакета ANSYS Fluent. Решались двумерные осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье — Стокса с использованием SST- $(k-\omega)$ -модели турбулентности. При этом использовались решатель, основанный на плотности, неявная схема второго порядка точности по пространству с Roe-FDS-методом расщепления конвективных потоков, явный метод Рунге — Кутты. Система уравнений замыкалась уравнением состояния совершенного газа.

Моделирование неравновесности колебательных степеней свободы SF_6 проводилось на макроскопическом уровне [17] описания колебательной релаксации (в терминах средней колебательной энергии) с помощью двухтемпературной модели релаксационных течений, в которой зависимость колебательной энергии от времени моделируется уравнением Ландау — Теллера [18] с учетом конечного времени энергообмена между колебательными и поступательно-вращательными степенями свободы молекул. С помощью встраиваемых в расчетный код пользовательских модулей к уравнениям Навье — Стокса добавлялись уравнения сохранения колебательной энергии молекул SF_6 . Обмен энергией между колебательными и поступательно-вращательными степенями свободы с конечным временем релаксации учитывался путем добавления в уравнения сохранения колебательной энергии каждой колебательной моды источникового члена, вычисляемого с использованием уравнения Ландау — Теллера. Для исключения нарушений энергетического баланса в системе уравнений Навье — Стокса в соотношения для поступательно-вращательной энергии добавлялись те же выражения, но с противоположным знаком. Более подробно эта процедура описана в [10, 19].

Время колебательной релаксации молекул SF_6 вычислялось по формуле

$$P\tau_{vt} = \exp(38,8T_{tr}^{-1/3} - 8,126) \text{ [Па} \cdot \text{с}],$$

полученной в результате аппроксимации экспериментальных данных, приведенных в [13]. Следует отметить, что в [13] использован значительный объем экспериментальных данных о времени колебательной релаксации SF_6 , полученных на основе ультразвуковых измерений в диапазоне температур газа порядка 300 К.

Расчетная область для решения задачи об истечении сверхзвуковых осесимметричных струй SF_6 в затопленное пространство состояла из соплового тракта с форкамерой и области истечения струи (внешнее по отношению к струе пространство) [10]. Геометрия звукового сопла соответствует условиям эксперимента (см. п. 1). Расчетная область покрывалась расчетной сеткой с прямоугольными ячейками, сгущающейся вблизи оси струи

по радиусу и в окрестности критического сечения сопла вдоль оси струи. На левой границе расчетной области (форкамера) задавались значения полного давления P_0 и температуры T_0 газа, на внешних границах внешнего по отношению к струе пространства — условие истечения в атмосферу того же газа при $P_{\text{окр}} = 1$ атм, $T_{\text{окр}} = 300$ К, на нижней границе (ось сопла) — условие симметрии. На стенках сопла ставились условие прилипания и условие равенства колебательной и поступательно-вращательной температур температуре стенки $T_w = 300$ К. Расчетная область содержала от $5 \cdot 10^5$ до $12 \cdot 10^5$ ячеек расчетной сетки в зависимости от варианта расчета (степени нерасчетности n). Для каждого варианта проводился анализ сеточной сходимости: при измельчении расчетных сеток в два раза значения газодинамических параметров (в частности, давление вдоль оси струи) изменялись не более чем на 1 %.

3. Результаты исследования. Известно, что в нерасчетной сверхзвуковой струе газа образуется течение со структурой, представляющей собой последовательность волновых ячеек (бочкообразных структур), возникающих в результате отражения ударных волн от оси и границы струи. На рис. 2 представлены результаты шлирен-визуализации в эксперименте при различных значениях степени нерасчетности, а также аналогичные шлирен-картины, полученные с использованием расчетных данных. Следует отметить, что расчетные и экспериментальные результаты визуализации волновой структуры течения хорошо согласуются. Видно, что при малой степени нерасчетности $n = 1,18$ поле течения струй SF_6 в эксперименте и расчете содержит две ячейки волновой структуры. С увеличением степени нерасчетности количество газодинамических ячеек увеличивается и достигает максимума при $n = 2,18$. При дальнейшем увеличении степени нерасчетности количество газодинамических ячеек уменьшается.

На рис. 3 приведены расчетные и экспериментальные данные о яркости шлирен-изображений I вдоль оси струи SF_6 , нормированные на максимальное значение I_2 , полученное для второй газодинамической ячейки, при различных значениях степени нерасчетности. Видно, что в неравновесном случае экспериментальные и расчетные данные о количестве газодинамических структур, продольных размерах ячеек и максимальных амплитудах нормированной яркости для разных газодинамических ячеек хорошо согласуются.

На рис. 3 приведены также расчетные данные для равновесного случая. Видно, что структуры равновесного и неравновесного течений струй элегаза существенно различаются. Общее количество ячеек волновой структуры струи (бочкообразных структур) в неравновесном случае существенно уменьшается по сравнению с равновесным случаем вплоть до двух ячеек при $n = 1,18$ (см. рис. 3, a). Однако как в равновесном, так и в неравновесном случае наблюдается увеличение продольного размера ячеек волновой структуры с ростом степени нерасчетности.

При $n < 2$ (см. рис. 3, б) в неравновесном случае уменьшаются также продольные размеры ячеек и максимальные амплитуды вариаций параметров течения, в частности плотности, которая связана с яркостью шлирен-изображения. Вместе с тем для струй равновесного газа SF_6 существенного уменьшения амплитуды яркости изображения в первых трех газодинамических ячейках не происходит, что свидетельствует о влиянии колебательного возбуждения и колебательной релаксации молекул SF_6 на волновую структуру течения струи. Это явление было объяснено в работе [10] изменением локальной скорости звука в струйном течении и, как следствие, изменением числа Маха, которое и определяет размеры ячеек волновой структуры струи. Одновременно в неравновесном струйном течении возникает дополнительная объемная вязкость, характеризующая процесс диссипации колебательной энергии. Данная вязкость уменьшает вариации газодинамических параметров струйного течения.

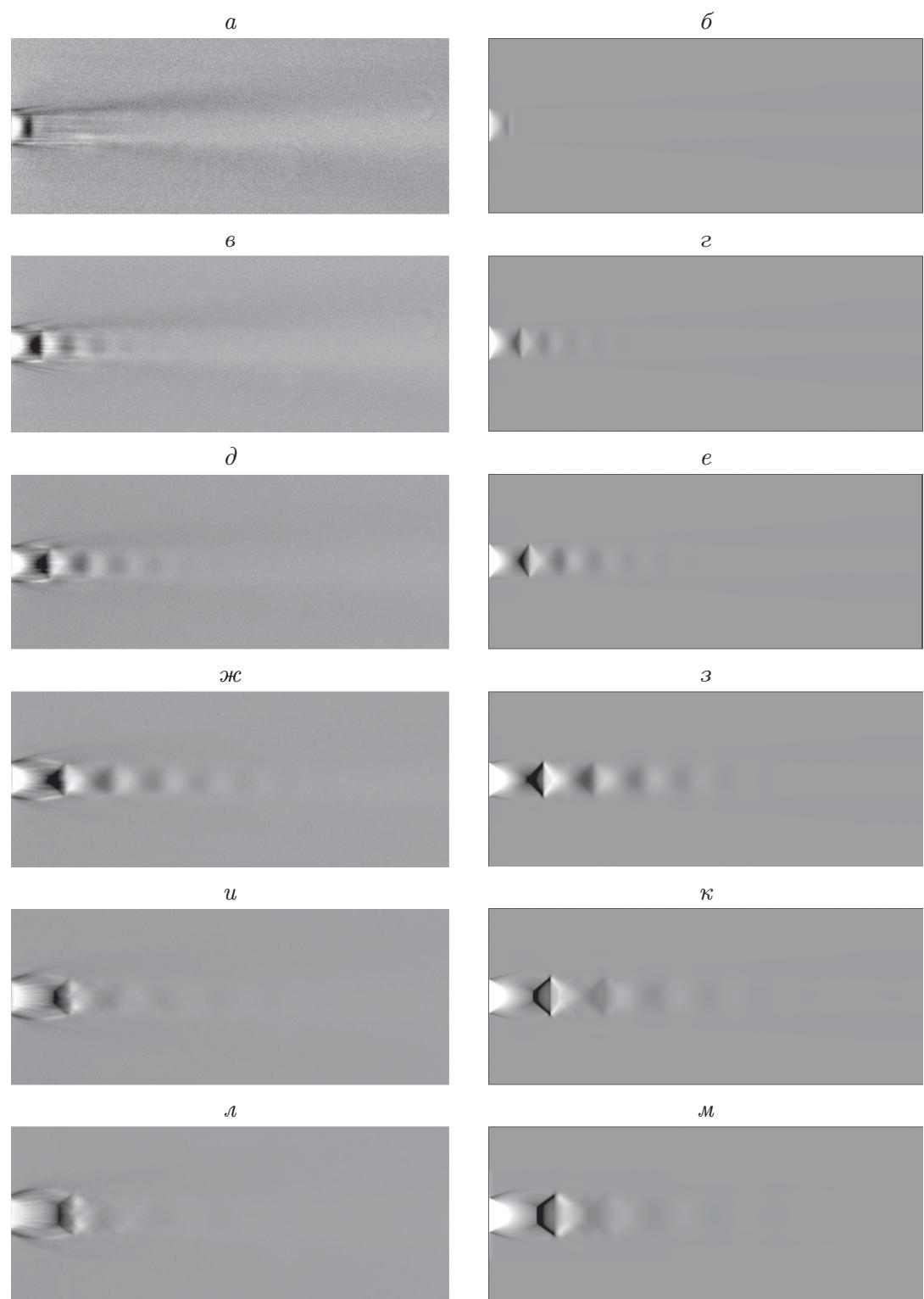


Рис. 2. Результаты шлирен-визуализации струй газа SF_6 при $d = 0,25$ мм и различных значениях степени нерасчетности и давления торможения:
 $a, b, c, d, \text{ж}, u, \lambda$ — эксперимент, $\beta, \gamma, e, \delta, \zeta, \kappa, \mu$ — расчет; a, β — $n = 1,18, P_0 = 2,02$ атм, γ, ζ — $n = 1,42, P_0 = 2,42$ атм, δ, e — $n = 1,65, P_0 = 2,82$ атм, $\text{ж}, \zeta$ — $n = 2,18, P_0 = 3,72$ атм, u, κ — $n = 2,77, P_0 = 4,72$ атм, λ, μ — $n = 3,35, P_0 = 5,72$ атм

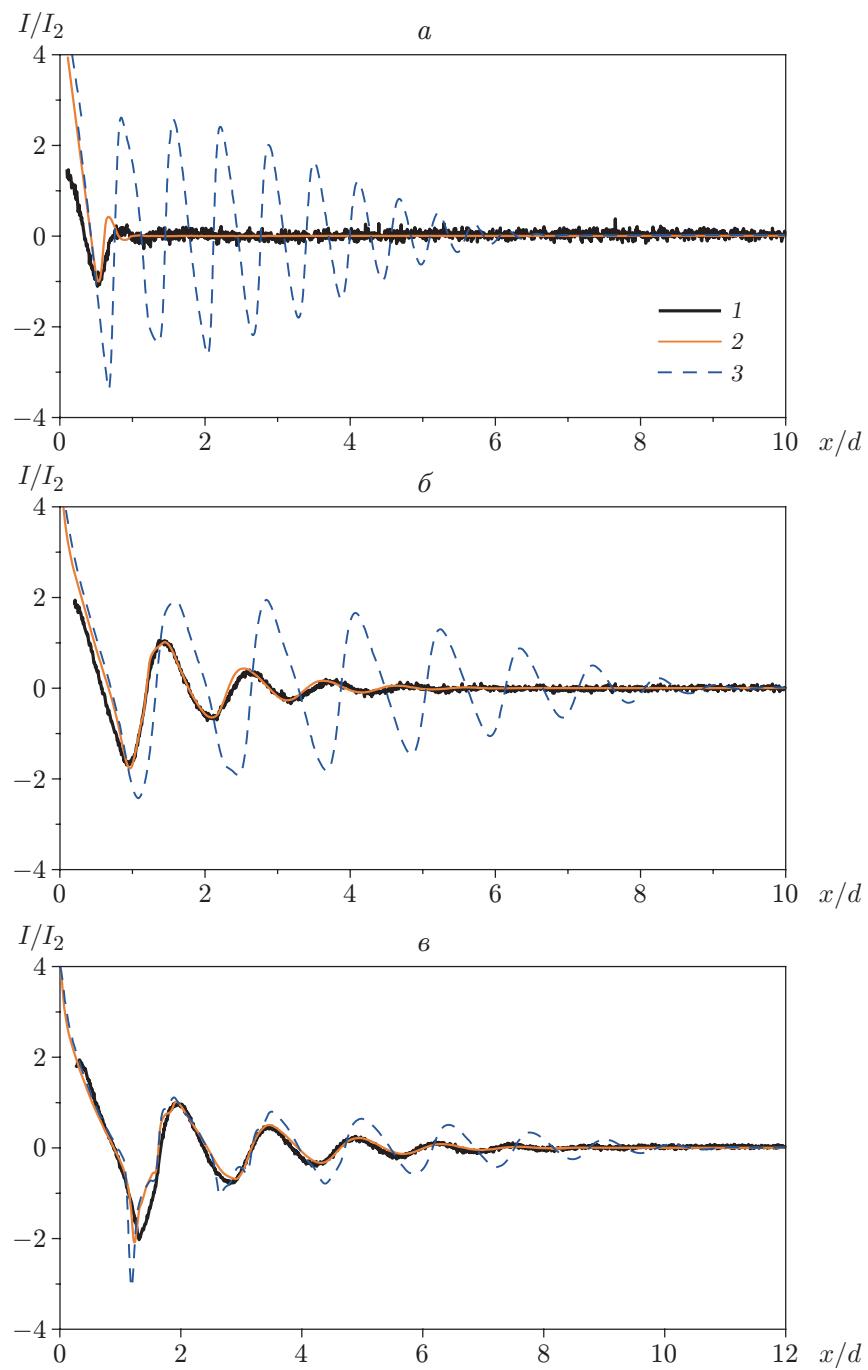


Рис. 3. Распределение нормированной яркости шлирен-изображения вдоль оси струи газа SF₆ при $d = 0,25$ мм, $T_0 = 300$ К:
 a — $n = 1,18$, δ — $n = 1,65$, ϑ — $n = 2,18$; 1 — эксперимент, 2, 3 — расчет (2 — неравновесный случай, 3 — равновесный случай)

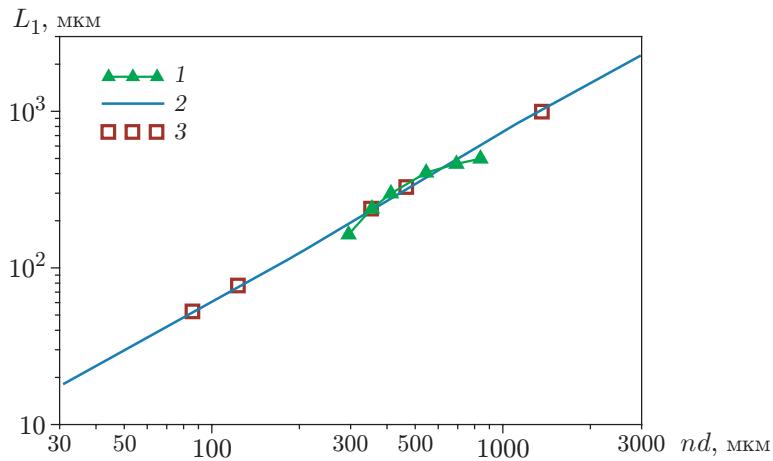


Рис. 4. Зависимость продольного размера первой газодинамической ячейки от параметра nd :

1 — расчетные данные настоящей работы, 2 — расчетные данные [10], 3 — экспериментальные данные [10]

Следует отметить, что при $n < 2$ волновая структура соответствует регулярному отражению волн от оси струи. При $n \geq 2,18$ (см. рис. 3,в) происходит нерегулярное отражение висячего скачка уплотнения в первой ячейке волновой структуры, приводящее к появлению диска Маха на оси струи (см. рис. 2,к,м), что обусловливает изменение распределения статического давления вдоль оси в первой ячейке волновой структуры и, как следствие, изменение распределения яркости шлирен-изображения (см. рис. 3,в) по сравнению с синусоидальным распределением (см. рис. 3,а,б). Более того, появление диска Маха, т. е. смена регулярного режима течения на нерегулярный режим отражения волн, приводит к ускорению диссипации кинетической энергии струи и торможению потока, вследствие чего уменьшается количество ячеек, находящихся за первой ячейкой волновой структуры.

На рис. 4 приведена зависимость продольного размера первой газодинамической ячейки L_1 от параметра nd , который позволяет сопоставить данные как для разных диаметров, так и для разных степеней нерасчетности. Видно, что в диапазоне $350 < nd < 550$, включаящем значение $n = 1,363$, рассмотренное в [10], результаты, полученные в данной работе и в [10], хорошо согласуются.

Как известно, процессы затухания колебаний параметров в физических системах, как правило, описываются экспоненциальными зависимостями, например e^{-kx} , где k — коэффициент ослабления. В данной работе эта зависимость используется для описания зависимости уменьшения вариаций яркости шлирен-изображения, которые связаны с вариациями плотности в газодинамических ячейках от расстояния x вдоль оси струи, отсчитываемого от среза сопла. Аппроксимация экспоненциальной зависимостью проводилась для модулей экстремумов вариаций яркости шлирен-изображений вдоль оси струи (рис. 5). Данная процедура выполнялась для каждого значения степени нерасчетности струй.

Распределения коэффициента уменьшения амплитуд яркости шлирен-изображения вдоль оси струи SF_6 на газодинамических ячейках при различных степенях нерасчетности приведены на рис. 6. Следует отметить, что при степени нерасчетности $n < 2,18$ основное влияние на коэффициент ослабления оказывает процесс колебательной релаксации молекул SF_6 , а при $n \geq 2,18$ — диссипация кинетической энергии струи диском Маха, которая начинает преобладать над колебательной релаксацией.

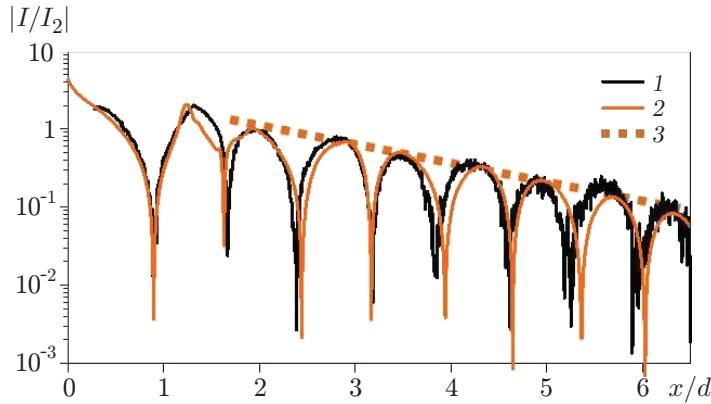


Рис. 5. Аппроксимация экспоненциальной зависимостью e^{-kx} модулей экстремумов вариаций яркости шлирен-изображений вдоль оси струи газа SF₆ при $n = 2,18$, $d = 0,25$ мм, $T_0 = 300$ К:

1 — эксперимент, 2 — расчет (неравновесный случай), 3 — аппроксимация

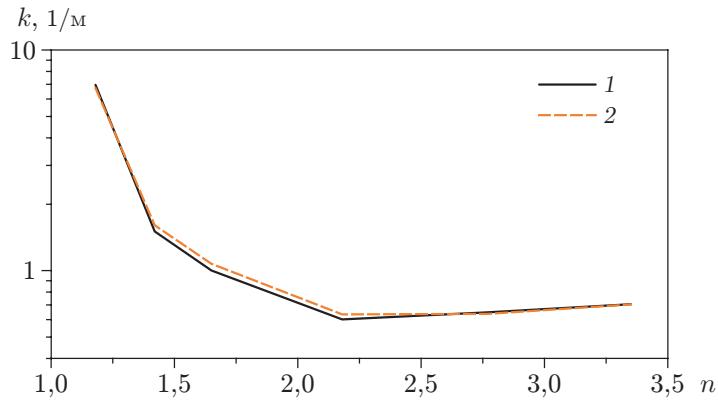


Рис. 6. Распределения коэффициента уменьшения амплитуды яркости шлирен-изображения вдоль оси струи газа SF₆ на газодинамических ячейках при $d = 0,25$ мм, $T_0 = 300$ К:

1 — эксперимент, 2 — расчет (неравновесный случай)

Заключение. Проведены экспериментальные и расчетные исследования влияния степени нерасчетности неравновесных недорасширенных струй элегаза на газодинамическую структуру этих струй. Диапазон значений степени нерасчетности струй SF₆ $n = 1,18 \div 3,35$ определялся рамками модели термически совершенного газа. Численное моделирование задачи проведено в рамках двухтемпературной модели релаксационных течений. Расчетные данные сопоставлены с результатами шлирен-визуализации струй.

Показано, что колебательная релаксация элегаза приводит к уменьшению амплитуд вариаций параметров течения, в частности плотности, которая связана с яркостью шлирен-изображения, вдоль оси струи и уменьшению количества ячеек волновой структуры по сравнению с количеством ячеек в равновесном случае при всех исследованных значениях степени нерасчетности. При этом степень нерасчетности струи газа SF₆ влияет на изменение длины ячеек волновой структуры, вследствие чего меняется скорость колебательной релаксации.

Установлено, что при степени нерасчетности $n < 2$ волновая структура элегаза SF₆ соответствует регулярному отражению волн от оси струи, а при $n \geq 2,18$ — нерегулярному отражению, приводящему к появлению диска Маха.

Уменьшение амплитуд вариаций плотности в газодинамических ячейках описано экспоненциальной зависимостью от расстояния вдоль оси струи. Получена зависимость коэффициента уменьшения амплитуд вариаций плотности в газодинамических ячейках от степени нерасчетности, характер которой зависит от режима регулярного или нерегулярного отражения скачков уплотнения в первой ячейке волновой структуры струи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Huang Hua, Qu Zhanghua, Lu Jun, Zeng Ming. Numerical simulation of vibration-nonequilibrium nozzle flow // J. Nat. Univ. Defense Technol. 1997. V. 19, N 4. P. 5–8.
2. Верховский В. П. Методика расчета профилированных сопел при неравновесном течении высокотемпературного газа (воздуха) // Тез. докл. 4-й Междунар. конф. по неравновесным процессам в соплах и струях (NPNJ-2002) и 19-го Междунар. семинара по струйным, отрывным и нестационарным течениям, Санкт-Петербург (Россия), 24–28 июня 2002 г. М.: Моск. авиац. ин-т, 2002. С. 206.
3. Петрова В. В. Неравновесное течение смесей двухатомного и инертного газов в сужающихся и расширяющихся соплах // Тез. докл. 20-го Юбилей. междунар. семинара по струйным, отрывным и нестационарным течениям, Санкт-Петербург (Россия), 1–3 июля 2004 г. СПб.: Б. и., 2004. С. 206.
4. Рыдалевская М. А., Рябикова Т. В. Истечение из форкамеры колебательно-неравновесного газа // Тез. докл. Междунар. науч. конф. по механике “3-и Поляховские чтения”, Санкт-Петербург (Россия), 4–6 февр. 2003 г. СПб.: Науч.-исслед. ин-т химии С.-Петербург. гос. ун-та, 2003. С. 158–159.
5. Ворошилова Ю. Н. Структура прямого скачка уплотнения в колебательно неравновесном газе // Вестн. С.-Петербург. гос. ун-та. 2005. Сер. 1, вып. 1. С. 70–78.
6. Ворошилова Ю. Н., Рыдалевская М. А. Влияние колебательного возбуждения молекул на скорость звука в высокотемпературном двухатомном газе // ПМТФ. 2008. Т. 49, № 3. С. 28–34.
7. Карелов Н. В., Сковородко П. А., Ярыгин В. Н. Колебательная релаксация в струях за звуковыми соплами // Динамика разреженных газов. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1976. С. 120–133.
8. Ганноченко Г. И., Задорожный Н. А. Влияние неравновесных процессов на волновую структуру недорасширенной плоской струи // Инженерно-физические проблемы новой техники: Тез. докл. 4-го Междунар. совещ. М.: Изд-во Моск. гос. техн. ун-та, 1996. С. 180–181.
9. Nogueira P. A. S., Jordan P., Jaunet V., et al. Absolute instability in shock-containing jets // J. Fluid Mech. 2022. V. 930. A10.
10. Aniskin V., Maslov N., Mironov S., et al. Specific features of the gas-dynamic structure of supersonic axisymmetric microjets of a nonequilibrium SF₆ gas // Phys. Rev. Fluids. 2020. V. 5. 083401.
11. Aniskin V., Mironov S., Maslov A. Investigation of the structure of supersonic nitrogen microjets // Microfluid Nanofluid. 2013. V. 14. P. 605–614. DOI: 10.1007/s10404-012-1079-3.
12. O'Connor C. Thermal relaxation of vibrational states in sulfur hexafluoride // J. Acoust. Soc. Amer. 1954. V. 26, N 6. P. 361–363.
13. Breshears W. D., Blair L. S. Vibrational relaxation in polyatomic molecules: SF₆ // J. Chem. Phys. 1973. V. 59. P. 5824–5827.
14. Lemmon E. W., McLinden M. O., Friend D. G. Thermophysical properties of fluid systems // NIST chemistry WebBook. Gaithersburg: Nat. Inst. of Standard and Technol., 2017. DOI: 10.18434/T4D303.

15. **Аракелян В. Г.** Физическая химия газового электротехнического оборудования. М.: Изд-во Моск. энергет. ин-та, 2001.
16. **Cole W. A., de Reuk K. M.** An interim analytic equation of state for sulfur fluoride // Intern. J. Thermophys. 1990. V. 11. P. 189–199.
17. **Осипов А. И., Уваров А. В.** Кинетические и газодинамические процессы в неравновесной молекулярной физике // Успехи физ. наук. 1992. Т. 162, № 11. С. 1–42.
18. **Ландау Л. Д., Теллер Е.** К теории дисперсии звука // Собрание трудов. М.: Наука, 1969. Т. 1. С. 181–188.
19. **Кириловский С. В., Маслов А. А., Поплавская Т. В., Цырюльников И. С.** Влияние колебательной релаксации на развитие возмущений в ударном слое на пластине // Журн. техн. физики. 2015. Т. 85, вып. 5. С. 12–22.

Поступила в редакцию 25/V 2023 г.,

после доработки — 17/VII 2023 г.

Принята к публикации 4/VIII 2023 г.
