

в численном счете). Однако в конце концов неустойчивые состояния под влиянием неустранимых возмущений разрушаются, переходя либо в равновесие, либо в устойчивое стационарное движение.

Зависимость поведения возмущений во времени от величины начальной амплитуды $\psi_0 = \psi_m$ ($t=0$) для $n=0.8$, $P=1$, $G=3250$ иллюстрируется фиг. 3.

Безразмерный тепловой поток N в зависимости от числа Рэлея представлен на фиг. 4 (изображены значения, соответствующие устойчивым ветвям).

Таким образом, как видно из результатов счета, в случае псевдопластичной жидкости имеет место жесткий механизм возбуждения стационарной конвекции при подогреве снизу. При этом существуют две ветви стационарных движений — устойчивая и неустойчивая. Равновесие устойчиво относительно малых возмущений при всех R . Начиная с R_* существует устойчивое стационарное движение, для возбуждения которого требуются возмущения конечной амплитуды.

При $n=1$ (ньютоновская жидкость) неустойчивая ветвь стационарных движений переходит в неустойчивое тривиальное решение. Пороговое значение R_* совпадает с критическим числом Рэлея для устойчивости равновесия, и жесткий режим возбуждения стационарной конвекции сменяется мягким.

В заключение автор благодарит Г. З. Гершуни за постановку задачи и руководство работой.

Поступила 9 XII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Тарунин Е. Л. Численное исследование конвекции жидкости, подогреваемой снизу. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 6.
2. Яненко Н. Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск, «Наука», 1967.

УДК 539.196

КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ ДЕЗАКТИВАЦИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО КИСЛОРОДА В ОХЛАЖДАЮЩЕМСЯ ПОТОКЕ

В. Н. МАКАРОВ, О. П. ШАТАЛОВ

(Москва)

Процесс колебательного возбуждения большинства двухатомных газов в настоящее время исследован достаточно полно; колебательная дезактивация молекул изучалась лишь в небольшом количестве работ. Вместе с тем проблема исследования колебательной дезактивации молекул становится в настоящее время особенно актуальной в связи с развитием лазерных исследований, в частности работ, связанных с газодинамическими лазерами.

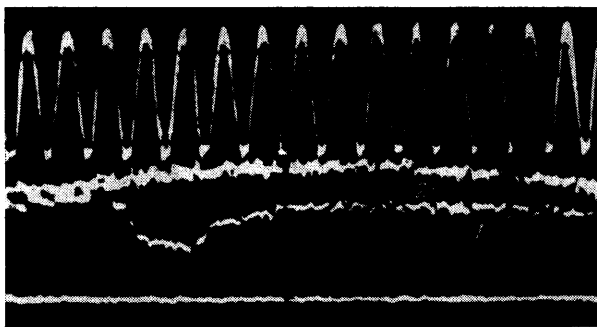
Из анализа работ по колебательной дезактивации, обзор которых дан в [1], следует, что время колебательной дезактивации молекул в несколько раз (до порядка величины и более) меньше времени колебательного возбуждения. Этот вывод сделан в основном из анализа колебательной дезактивации молекул CO , N_2 и их смесей в соплах методом обращения спектральных линий или из анализа инфракрасного излучения.

Единственная упоминаемая в литературе работа [2] по колебательной дезактивации кислорода в сопле указывает на своеобразное поведение молекул O_2 : колебательная дезактивация кислорода проходит на порядок медленнее, чем колебательное возбуждение в том же диапазоне температур. Этот результат был получен из анализа обращения спектральных линий натрия.

В настоящей работе было проведено исследование времени колебательной дезактивации молекул O_2 более прямым методом — с применением абсорбционной спектроскопии. Работа проводилась на ударной трубе, внутренний диаметр камеры низкого давления которой 493 мм, длина 13 м; камера изготовлена из нержавеющей стали. Трехметровая камера высокого давления имеет внутренний диаметр 90 мм и соединяется с камерой низкого давления 30-градусным конусным переходником. В качестве толкающего газа использовался водород (70%), смешанный с гремучей смесью (30%). В момент проведения эксперимента гремучая смесь поджигалась с помощью искры одновременно в нескольких точках, расположенных вдоль оси камеры высокого давления.

Камера низкого давления наполнялась кислородом, подвергнутым предварительной очистке с помощью фракционирования путем охлаждения жидким азотом. Перед наполнением камера низкого давления откачивалась до давления $\sim 10^{-2}$ мм

рт. ст. Откачка с периодическим вымораживанием водяных паров, образующихся после проведения эксперимента, обеспечивала скорость натекания и десорбции со стенок камеры низкого давления не более 10^{-4} мм рт. ст. в минуту. Скорость падающей ударной волны измерялась тремя пьезоэлектрическими датчиками, смонтированными в стенки трубы непосредственно перед местом установки сопла. Включение импульсных осциллографов, регистрирующих скорость ударной волны и поглощение ультрафиолетового излучения в сопле осуществлялось с помощью пьезоэлектрического датчика, находящегося на расстоянии 1 м от измерительной секции.



Фиг. 1

В измерительной секции ударной трубы устанавливалась отражающая стенка, в центре которой было смонтировано плоское 30-градусное сопло высотой в критическом сечении 2 мм. Конфузорная часть сопла имела скругление радиусом 4 мм. Кислород, нагретый в падающей и затем в отраженной ударной волне, поступал в сопло. Поглощение ультрафиолетового излучения с длиной волны $\lambda=2245$ Å регистрировалось в двух сечениях сопла: $A/A^*=5.75$ и 15, где A^* — критическое сечение. Коэффициент поглощения кислородом для длины волны $\lambda=2245$ Å известен [3, 4], и, хотя плотность поглощающих частиц в сопле значительно падает, наличие значительного оптического пути позволило получить осциллограммы поглощения даже при относительно небольших значениях температуры и давления в резервуаре (за отраженной ударной волной). Работа проводилась при двух значениях начальных условий в резервуаре: $p_0=7.4$ атм, $T_0=2260^\circ$ К и $p_0''=3.7$ атм, $T_0''=2560^\circ$ К.

Эти параметры газа за отраженной ударной волной были рассчитаны на основании измеренных в экспериментах значений скорости падающей ударной волны с использованием законов сохранения и уравнения состояния. Образец полученных в результате эксперимента осциллограмм поглощения показан на фиг. 1. В качестве источника ультрафиолетового излучения использовалась описанная ранее [4] импульсная кварцевая лампа с торцовым выходом излучения, наполненная аргоном. (На фиг. 1: 1 — образец развертки поглощения кислорода в сопле, 2 — излучение лампы в отсутствие поглощения, $A/A^*=15$, $p_0=7.4$ атм, $T_0=2260^\circ$ К. Метки времени 10 мксек.)

Анализ осциллограмм поглощения показывает, что после прохождения начального нестационарного участка потока, длительность которого составляет от единиц до нескольких десятков микросекунд (в зависимости от сечения сопла, в котором проводятся измерения), устанавливается стационарный режим истечения, которому соответствует постоянный уровень поглощенного сигнала. Разрешающая способность применяемой схемы ~ 1 мксек. Уменьшение сигнала к концу осциллограммы связано с падением интенсивности источника излучения, длительность работы которого ~ 200 мксек.

В исследованном диапазоне температур и давлений поглощающая способность кислорода описывается законом Бэра

$$(1) \quad a=1-\exp\left(-\frac{p_0}{kT_0}\frac{\rho}{\rho_0}\sigma(T_0)l\right)$$

где ρ/ρ_0 — отношение значений плотности газа в исследуемом сечении к плотности в резервуаре, $\sigma(T_0)$ — сечение поглощения кислородом ультрафиолетового излучения, l — длина оптического пути.

Исследованные температуры достаточно низки, так что можно было пренебречь влиянием диссоциации кислорода за отраженной ударной волной.

Для получения искомым характеристик газа (температуры, плотности и т. д.) и определения времени колебательной дезактивации кислорода и сравнения полученных из расчета и измеренных в эксперименте значений величин поглотительной способности кислорода было проведено рассмотрение задачи течения релаксирующего газа в сопле.

Задача о стационарном течении релаксирующего газа в сопле решалась в квазиодномерной постановке.

Как обычно, при этом основные уравнения имеют вид

$$(2) \quad \rho u A = \text{const}, \quad \rho u du/dx + dp/dx = 0, \quad d/dx (H + u^2/2) = 0$$

$$(3) \quad p = \frac{\rho RT}{\mu}, \quad H = \frac{7}{2} \frac{RT}{\mu} + \varepsilon, \quad \varepsilon = \frac{R}{\mu} \frac{\theta}{\exp(\theta/T_v) - 1}$$

Здесь $A(x)$ — площадь поперечного сечения сопла в зависимости от расстояния вдоль оси потока, p , ρ , u — давление, плотность газа и скорость потока, μ — молекулярный вес O_2 , R — универсальная газовая постоянная, H — энтальпия единицы массы газа, ε — колебательная энергия единицы массы, θ — характеристическая колебательная температура газа соответственно.

Релаксация колебательной энергии кислорода описывалась обычным релаксационным уравнением, которое для квазиодномерного стационарного течения запишем в виде

$$(4) \quad \frac{d\varepsilon}{dx} = \frac{1}{u} \frac{\bar{\varepsilon} - \varepsilon}{\tau_g}, \quad \tau_g = \kappa \tau$$

Здесь $\bar{\varepsilon}$ — равновесное значение величины ε , τ_g — величина времени колебательной дезактивации, κ — варьируемый параметр.

Время колебательной релаксации τ для процесса возбуждения колебаний измерялось в ряде работ на ударных трубах в широком диапазоне температур и было взято из [5] в виде (для атмосферного давления)

$$(5) \quad \tau = 1.174 \cdot 10^{-14} T \exp(153.4 T^{-1/2})$$

Если течение равновесно ($T_v = T$), то система уравнений (2)–(3) допускает решение в аналитическом виде. Для этого, взяв в качестве независимого переменного величину T , нетрудно получить [6]

$$(6) \quad \frac{\rho}{\rho_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\beta-1} \frac{\exp J(T)}{\exp J(T_0)}, \quad \frac{p}{p_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\beta} \frac{\exp J(T)}{\exp J(T_0)}$$

$$u^2 = 2[H_0 - \varepsilon(T) - \beta RT], \quad J(T) = \exp \left[\frac{\theta}{T(\exp \theta/T - 1)} + \frac{\theta}{T} - \ln \left(\exp \frac{\theta}{T} - 1 \right) \right]$$

где $\beta = 7/2$, H_0 — полная энтальпия торможения. Нижним индексом 0 в (6) обозначены переменные перед входом в сопло.

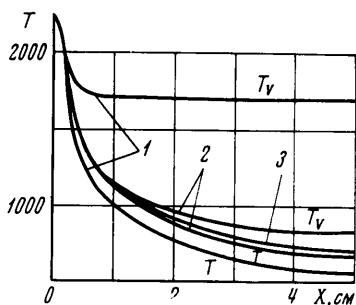
Для расчета неравновесного течения после упрощения было получено уравнение, определяющее изменение скорости потока

$$(7) \quad \frac{du}{dx} = u [(\beta-1)u^2 - \beta RT]^{-1} \left(\frac{d\varepsilon}{dx} - \frac{dA}{dx} \frac{\beta RT}{A} \right).$$

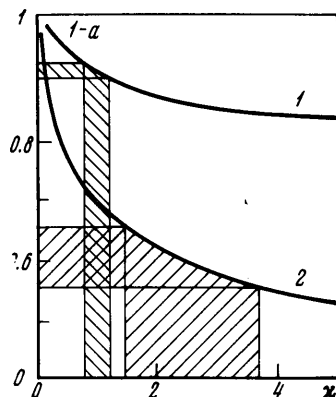
Систему уравнений (6)–(7) интегрировали численно, используя неявную разностную схему. Значение расхода газа $\rho u A$ брали равным расходу для равновесного течения. Расчет начинался с некоторого сечения конфузурной части и проводился с автоматическим выбором шага по количеству итераций в методе Ньютона. Сложности, связанные с прохождением особой точки, преодолевались методом разложения в ряд, аналогично описанному в [7].

В данной работе не учитывалось развитие пограничного слоя на стенках сопла. Оценки [8] показывают, что в рассмотренных условиях диссипация не сказывается существенным образом на течении в ядре потока. Приводимый расчет течения смеси $CO_2 + N_2$ в сопле по описанной выше программе с учетом пограничного слоя приводит к такому же выводу. Были получены распределения температуры, плотности и других характеристик газа вдоль оси сопла. Образец распределения значений поступательной и колебательной температур для двух значений параметра κ показан на фиг. 2 ($p_0 = 7.4$ атм, $T_0 = 2260$ К; 1 — $\kappa = 1$, 2 — $\kappa = 0.01$, 3 — $\kappa \rightarrow 0$). Здесь же представлены значения T в случае равновесного истечения кислорода ($\kappa \rightarrow 0$). Полученные значения параметров газа в сечениях $A/A^* = 5.75$ и 15 подставлялись в выражение (1),

и найденные таким образом значения поглощательной способности сравнивались с измеренными в эксперименте. Величина κ варьировалась таким образом, чтобы достичь наилучшего совпадения полученной из расчета величины поглощательной способности с измеренной в эксперименте. На фиг. 3 показаны образцы изменения полученных в расчете значений поглощательной способности в зависимости от ве-



Фиг. 2



Фиг. 3

личины κ . Заштрихованные полосы соответствуют значениям поглощательной способности, измеренным в эксперименте (1 — расчет для $A/A^*=15$, $p_0=3.7$ атм, $T_0=2560^\circ\text{K}$; 2 — расчет для $A/A^*=5.75$, $p_0=7.4$ атм, $T_0=2260^\circ\text{K}$). Сопоставление расчетной кривой с экспериментом позволяет определить полосу экспериментальных значений κ . Таким образом были получены значения времени колебательной дезактивации кислорода в сопле

$$\kappa = \tau_g / \tau = 2 \pm 1.5$$

Этот результат относится к диапазону температур $T=1800\div 2150^\circ\text{K}$, при которых происходит разделение T_0 и T . В последующие моменты времени, как видно из фиг. 2, колебательная температура замораживается.

Известно, что в охлаждающихся потоках ангармоничность реальных молекул и связанное с ней увеличение вероятности переходов может привести к существенному сокращению времени колебательной дезактивации по сравнению с тем же процессом для гармонического осциллятора [9, 10]. Этим, в частности, объясняется экспериментально наблюдавшееся уменьшение величины τ_g по сравнению с τ для молекул CO и N₂. В работе [10] показано, что если создать условия, при которых колебательная температура молекулы CO более чем втрое превышает температуру среды, то скорость дезактивации существенно возрастает. В реальных условиях при охлаждении газа скачки температуры с бесконечным градиентом не реализуются, однако можно ожидать, что в зависимости от величины градиента температуры влияние ангармоничности молекул будет сказываться по-разному и соответственно различными могут оказаться измеряемые в одном и том же температурном интервале значения τ_g . Здесь можно констатировать, что в реализовавшихся в экспериментах температурных условиях $T=1800\div 2150^\circ\text{K}$ при $\text{grad } T \leq 2 \cdot 10^8 \text{ град/сек}$, времена колебательного возбуждения и дезактивации молекулярного кислорода практически совпадают и влиянием ангармоничности молекул, отклонением распределения заселенности колебательных уровней от болыцмановского можно пренебречь.

Авторы благодарят С. А. Лосева за обсуждение работы и ценные замечания.

Поступила 21 XI 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Hurlle J. R. Nonequilibrium flows with special reference to the nozzle-flow problem. Shock Tube Res. Proc. 8-th Internat. Sympos., London, 1971, 3/1—3137.
2. Holbeck T. A., Woodley J. G. AGARD C. P., vol. 2, 1967.
3. Лосев С. А., Генералов Н. А. О поглощательной способности сильно нагретого кислорода. В сб. «Оптика и спектроскопия», т. 2. Молекулярная спектроскопия, М.—Л., Изд-во АН СССР, 1963.
4. Лосев С. А., Шаталов О. П., Яловик М. С. Эффективные сечения поглощения ультрафиолетового излучения молекулярным кислородом при температурах от 3000 до 10000° K. Ж. прикл. спектроскопии, 1969, т. 10, вып. 2.

5. Лосев С. А., Генералов Н. А. К исследованию явлений возбуждения колебаний и распада молекул кислорода при высоких температурах. Докл. АН СССР, 1961, т. 141, № 5.
6. Финни Р. Безразмерные решения для течений с колебательной релаксацией. Ракетная техника и космонавтика, 1964, т. 2, № 2.
7. Генералов Н. А., Козлов Г. И., Селезнева И. К. Об инверсной заселенности молекул CO_2 в расширяющихся потоках газа. ПМТФ, 1971, № 5.
8. Басов Н. Г., Михайлов В. Г., Ораевский А. Н., Щеглов В. А. Получение инверсной заселенности молекул в сверхзвуковом потоке бинарного газа в сопле Лавалы. Ж. техн. физ., 1968, т. 38, вып. 12.
9. Лосев С. А., Шаталов О. П., Яловик М. С. О влиянии ангармоничности на время релаксации при адиабатическом возбуждении и дезактивации колебаний молекул. Докл. АН СССР, 1970, т. 195, № 3.
10. Bray K. N. C. Vibrational relaxation of anharmonic oscillator molecules. 2. Non-isothermal conditions. J. Phys. Ser. B: Atom. Molec. Phys., 1970, vol. 3, No. 11.

УДК 622.276.031:532:5

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ ЖИДКОСТИ К ПРЯМОЛИНЕЙНОЙ ГАЛЕРЕЕ В ДВУХСЛОЙНОМ ТРЕЩИНОВАТО-ПОРИСТОМ ПЛАСТЕ

С. Н. БАГИР-ЗАДЕ, И. А. НАСРУЛЛАЕВ

(Баку)

В связи с исследованиями фильтрации жидкости в нефтяных пластах с трещинными и трещиновато-пористыми типами коллекторов рассматривается нестационарная фильтрация однородной жидкости в двухслойном пласте большой протяженности с различными значениями непроницаемостей системы трещин пропластков.

Движение однородной жидкости в трещиновато-пористом пласте описывается уравнениями [1-3]

$$(1) \quad \frac{\partial^2 u_i^{(2)}}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 u_i^{(2)}}{\partial \eta^2} - \frac{1-\omega}{k_i} \frac{\partial u_i^{(1)}}{\partial \tau} = \frac{\omega}{k_i} \frac{\partial u_i^{(2)}}{\partial \tau}$$

$$(1-\omega) \partial u_i^{(1)} / \partial \tau = \lambda (u_i^{(2)} - u_i^{(1)}), \quad i=1, 2$$

$$u_i^{(j)} = P_0 - P_i^{(j)}(\xi, \eta, \tau), \quad \xi = \frac{x}{l}, \quad \eta = \frac{z}{l}, \quad \lambda = \alpha l^2 \frac{k_i^{(1)}}{k_i^2}$$

$$(2) \quad \omega = \frac{m_i^{(2)} \beta_i^{(2)}}{m_i^{(1)} \beta_i^{(1)} + m_i^{(2)} \beta_i^{(2)}}, \quad \tau = \frac{k_i^{(2)} t}{\mu l^2 (m_i^{(1)} \beta_i^{(1)} + m_i^{(2)} \beta_i^{(2)})}$$

$$k_i = \begin{cases} 1, & i=1 \\ k_0 = \frac{k_2^{(2)}}{k_1^{(2)}}, & i=2 \end{cases}$$

Здесь α — коэффициент обмена жидкостью между системами блоков и трещин среды, P_0 и $P(\xi, \eta, \tau)$ — начальное и текущее давления, k и μ — проницаемость среды и вязкость жидкости, m и β — пористость и сжимаемость пласта, t — время, l — характерная длина, x и z — горизонтальная и вертикальная координаты. Верхние индексы относятся соответственно к системам блоков 1 и трещин 2 среды, а нижние — к пропласткам. Начальное и граничные условия для (1) имеют вид

$$(3) \quad u_i^{(1)}(\xi, \eta, 0) = u_i^{(2)}(\xi, \eta, 0) = 0, \quad i=1, 2$$

$$(4) \quad \frac{\partial}{\partial \eta} u_1^{(2)}(\xi, b_1, \tau) = \frac{\partial}{\partial \eta} u_2^{(2)}(\xi, -b_2, \tau) = 0, \quad b = \frac{h}{l}$$

$$(5) \quad u_1^{(2)}(\xi, 0, \tau) = u_2^{(2)}(\xi, 0, \tau), \quad \frac{\partial}{\partial \eta} u_1^{(2)}(\xi, 0, \tau) = k_0 \frac{\partial}{\partial \eta} u_2^{(2)}(\xi, 0, \tau)$$

$$(6) \quad u_1^{(2)}(\infty, \eta, \tau) = u_2^{(2)}(\infty, \eta, \tau) = 0$$