

с доверительными интервалами от 3,4 до 4,2 и $\gamma^* = 0,19 \cdot 10^5$ см/с с доверительными интервалами от $0,16 \cdot 10^5$ до $0,22 \cdot 10^5$ см/с. Метод моментов дал результаты для $S^* = 4,2$ и для $\gamma^* = 0,17 \cdot 10^5$ см/с с доверительными интервалами 3,4 — 5,0 и $0,14 \cdot 10^5$ — $0,20 \cdot 10^5$ см/с соответственно.

Поступила 14 VIII 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Hostettler H. U., Bernstein R. B. Improved slotted disk type velocity selector for molecular beams.— «Rev. Scient. Instrum.», 1960, vol. 31, N 8.
2. Muntz E. P. The direct measurements of velocity distribution function.— In: Rarefied Gas Dynamics. Proc. 4 th Symposium. Vol. 2. N. Y.—L., Academic Press, 1966.
3. Hagena O., Henkes W. Untersuchung der thermischen Relaxation bei Düsenströmungen durch Analyse der gaskinetischen Geschwindigkeitsverteilung. — «Z. für Naturforschung», 1960, Bd 15a, N 10.
4. Hagena O. F., Varma A. K. Time-of-flight velocity analysis of atomic and molecular beams.— «Rev. Scient. Instrum.», 1968, vol. 39, N 1.
5. Anderson J. B., Fenn J. B. Velocity distribution in molecular beams from nozzle sources.— «Phys. Fluids», 1965, vol. 8, N 5.
6. Alcalay J. A., Kunth E. L. Molecular-beam time-of-flight spectroscopy.— «Rev. Scient. Instrum.», 1969, vol. 40, N 3.
7. Young W. S. Distortions of time-of-flight signals.— «Rev. Scient. Instrum.», 1973, vol. 44, N 6.
8. Павлов Э. П., Перминов В. Д. К определению функции распределения молекул по скоростям в молекулярном пучке методом механического селектирования.— ПМТФ, 1972, № 4.
9. LeRoy R. L., Govers T. R. Ideal intensities of supersonic molecular beams.— «Canad. J. Chem.», 1970, vol. 48, N 11.
10. Willis D. R., Hamel V. B. Non-equilibrium effects in spherical expansions of polyatomic gases and gas mixtures.— In: Rarefied Gas Dynamics. Proc. 5 th Symposium. Vol. 2. N. Y.—L., Academic Press, 1967.
11. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М., «Наука», 1967.
12. Воскобойников Ю. Е., Томсонс Я. Я. Восстановление реализаций входных сигналов измерительных систем.— В кн.: Электродиффузионная диагностика турбулентных потоков. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1973.
13. Воскобойников Ю. Е., Томсонс Я. Я. Выбор параметра регуляризации и ошибки восстановления входного сигнала в методе статистической регуляризации. — «Автоматрия», 1975, № 4.

УДК 533.6.011

НЕРАВНОВЕСНОЕ РАСШИРЕНИЕ УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ ТОРМОЖЕНИЯ ДО 1200 К

Н. Г. Жаркова, В. В. Проккоев, А. К. Ребров,
В. Н. Ярыгин

(Новосибирск)

При расширении молекулярных газов возможно одновременное протекание качественно различных релаксационных процессов: неравновесной конденсации, колебательной и вращательной релаксации. Теоретические методы для рассмотрения таких течений на кинетическом уровне не разработаны. Нет и целенаправленных систематических экспериментальных исследований для установления границ влияния отдельных релаксационных процессов. В отдель-

ных имеющихся экспериментальных исследованиях струйного расширения углекислого газа с помощью электронно-пучковой диагностики [1,2] имеются противоречия в общих выводах, касающихся расширения газа вдоль оси потока. Из работы [1] следует, что показатель адиабаты расширения CO_2 , $\gamma = 1,29$; влияние конденсации на газодинамическую структуру струи не отмечено. Работа [2], где рассматривалось течение с начальной стадией конденсации, содержит вывод о том, что расширение происходит с постоянным показателем адиабаты $\gamma = 1,4$.

В том и другом случае обсуждался не весь ход процесса расширения, а лишь изменение параметров вниз по потоку от некоторой точки на оси струи, до которой газ расширялся со сложной предысторией влияния равновесных и неравновесных процессов. Поэтому приведенные в [1,2] значения показателей адиабаты не являются точной характеристикой всего процесса расширения.

Основная цель нашего исследования — получение количественных данных о влиянии колебательной релаксации и начальной стадии конденсации в неравновесных условиях на процесс расширения CO_2 в струе за звуковым соплом. Под начальной стадией конденсации в данном случае понимается процесс образования кластеров с последующим замораживанием их размеров в условиях, когда скачок конденсации не формируется.

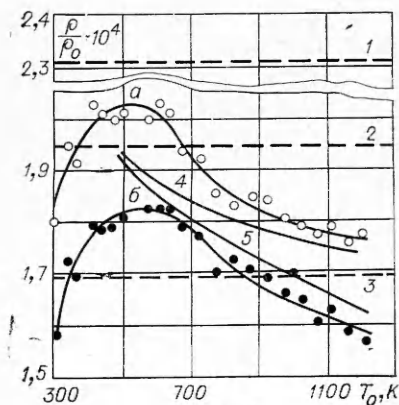
Особенности неравновесного расширения CO_2 изучались на основе измерений локальной плотности с помощью электронного пучка.

1. Эксперименты проводились на вакуумной газодинамической установке [3], оборудованной средствами измерения локальной плотности по излучению газа, возбужденному электронным пучком в оптической и рентгеновской областях спектра. Использовались звуковые сопла с диаметром критического сечения $d = 2$ и $2,85$ мм. Температура торможения T_0 изменялась от комнатной до 1200 К с помощью омического подогревателя [4]. Диапазон давлений торможения p_0 для различных сопел соответственно $320-590$ и $220-450$ мм рт. ст.

Методической особенностью экспериментов явилось проведение измерений на фиксированных расстояниях x от среза сопла при постоянных расходе газа, давлении в вакуумной камере p_H и изменении температуры торможения от комнатной до максимальной при заданном темпе нагрева. Такая методика позволила избежать погрешностей в определении расстояния от среза сопла до точки измерения, а также почти полностью погрешностей, связанных с рассеянием электронного пучка. Исключение этих погрешностей для струйного расширения в вакуум, особенно в областях с большими градиентами плотности, оказалось существенным. В результате принятых мер погрешность определения плотности не превышала $\pm 5\%$.

Измерение плотности в фиксированной точке на оси струи проводилось одновременно двумя методами: по тормозному рентгеновскому излучению с помощью рентгеновской аппаратуры и по оптическому излучению на участке спектра около 2890 \AA (переход $B^2\Sigma_u \rightarrow X^2\Pi_g$) с помощью монохроматора SPM-2. Оказалось, что оптические измерения дают систематическое занижение результатов примерно на 10% относительно рентгеновских. Специальными методическими исследованиями показана достоверность рентгеновских измерений. Кроме того, установлено, что систематическое отклонение результатов оптических измерений от рентгеновских обусловлено различием в пространственном разрешении использованных методов.

2. На фиг. 1 показана зависимость относительной плотности ρ/ρ_0 (ρ — плотность в точке измерения; ρ_0 — в камере



Фиг. 1

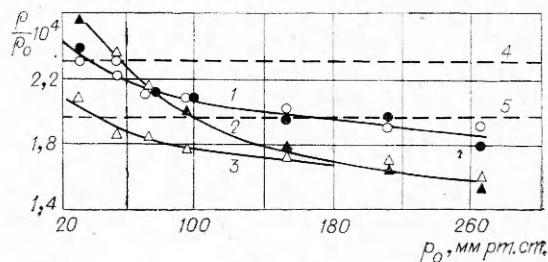
торможения) на расстоянии от среза сопла $x/d = 20$ от температуры торможения. Светлые и зачерненные значки соответствуют результатам рентгеновских и оптических измерений (соответственно) для сопла с $d = 2,85$ мм. Зависимости a и b — результаты осреднения измерений. Штриховыми линиями 1—3 показаны зависимости для расширения с $\gamma = 1,4$; 1,33 и 1,28 соответственно. Видно, что относительная плотность при изменении температуры торможения не сохраняется постоянной и лежит ниже значений, соответствующих расширению с $\gamma = 1,4$ (для полностью замороженной колебательной релаксации и отсутствия конденсации). Это значит, что, хотя по оценкам в CO_2 в условиях экспериментов в сверхзвуковой области расширения колебательные степени свободы заморозены, роль релаксации в окрестности критического сечения существенна. Характерно наличие максимума на экспериментальной кривой (при $T_0 \approx 550$ К). Общий вид зависимости для ρ/ρ_0 сохраняется при других значениях $x/d = 12$ и 30 и может быть объяснен влиянием процессов конденсации и колебательной релаксации.

Оценка интенсивности конденсации по работе [5] показывает, что в условиях проведенных экспериментов при температурах, близких к комнатным, имеет место начальная стадия конденсации. Для чистого CO_2 при $T_0 = 300$ К характерный размер кластеров — 5 молекул на кластер. Конденсации не должно быть при $T_0 \geq 420$ К. Оценки по работе [6] дают условие отсутствия конденсации при $T_0 \geq 490$ К.

Моделирующим параметром для колебательной релаксации при постоянной температуре торможения является комплекс $p_0 d$. При имевших место значениях $p_0 d \leq 10^3$ мм рт. ст. · мм в охваченном диапазоне температур колебательные степени свободы заморозены в сверхзвуковой области расширения при $x/d \geq 1$. Тем не менее повышение температуры должно привести к некоторому усилению роли колебательной релаксации как вследствие уменьшения γ , так и вследствие сдвига зоны замораживания вниз по потоку из-за уменьшения времени релаксации. Эти соображения и характер зависимости ρ/ρ_0 при высоких температурах подтверждаются расчетами: 1) по модели мгновенного замораживания — кривая 4 на фиг. 1 (получена при допущении замораживания на расстоянии $x/d = 1$ и дальнейшего расширения с $\gamma = 1,4$); 2) по модели расширения невязкого колебательно релаксирующего газа с конечным временем релаксации — кривая 5 на фиг. 1 (получена для $p_0 d = 7,6 \cdot 10^3$ мм рт. ст. · мм; время колебательной релаксации взято из работы [7]).

Таким образом, при участии процессов колебательной релаксации и конденсации попытка характеризовать процесс расширения некоторым эффективным показателем адиабаты может приводить к заметным количественным погрешностям.

3. Поскольку процессы колебательной релаксации и конденсации при заданном уровне температур определяются величиной моделирующего параметра $p_0 d^\alpha$ (для конденсации $\alpha < 1$, для колебательной релаксации $\alpha = 1$), представляет интерес проследить влияние p_0 в чистом виде на релаксационные эффекты. Фиг. 2 иллюстрирует изменение относительной плотности на $x/d = 20$ от давления торможения p_0 при $T_0 = 300$ К для $d = 2,85$ мм. Зависимость 1 — результаты рентгеновских измерений; 2, 3 — оптических; светлые зна-



Фиг. 2

чки относятся к значениям $p_n = 2 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст., зачерненные — $p_n = 7 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. Горизонтальные линии 4, 5 соответствуют расширению с $\gamma = 1,4$ и 1,33 соответственно. Уменьшение давления сопровождается двумя группами явлений: ослаблением релаксационных процессов и усилением влияния вязких эффектов. Те и другие приводят к повышению относительной плотности (первые — через увеличение эффективного показателя адиабаты, вторые — из-за вязкой диссипации в процессе расширения, смыкания ударных волн, проникновения газа в ядро струи из окружающего пространства). Есть и еще один эффект вязкого происхождения — уменьшение эффективного диаметра среза сопла вследствие влияния пограничного слоя, но он становится существенным при $p_0 d < 10$ мм рт. ст. · мм, т. е. за пределами рассматриваемых условий.

Начальная стадия конденсации имеет место во всем охваченном диапазоне давлений. По данным [6] конденсация прекращается при $p_0 \leq 30$ мм рт. ст. Колебательная релаксация при $p_0 \leq 30$ мм рт. ст. протекает только в дозвуковой части сопла.

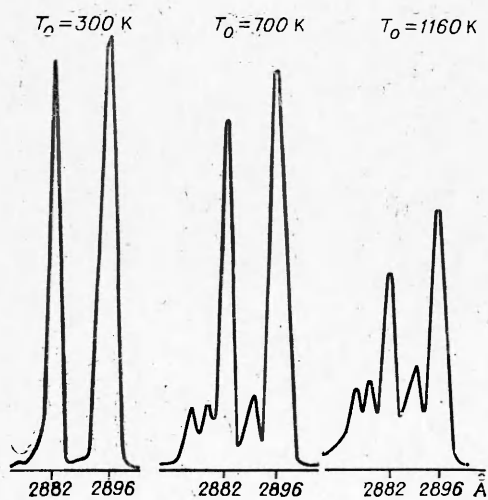
Результаты рентгеновских измерений при $p_n = (2-7) 10^{-2}$ мм рт. ст. позволяют предположить, что проникновение окружающего газа в приосевую область при всех значениях p_0 и влияние ударных волн несущественны. Оптические измерения при больших значениях p_n чувствительны к перестройке потока уже при $p_0 \leq 180$ мм рт. ст. вследствие худшего пространственного разрешения. При минимальных значениях $p_n \approx 2 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. кривые, полученные по оптическому и рентгеновскому излучению, идут эквидистантно.

Так как в области низких значений p_0 эффективный показатель адиабаты приближается к 1,4 (см. фиг. 2), влияние вязких эффектов в процессе свободного расширения можно оценить по расчетам для радиального и струйного расширения двухатомного газа [8]. Оказывается, что при $x/d = 20$ поправка на вязкость в числе Маха (в сторону его уменьшения) не превосходит 10% и при $M \geq 10$ не приводит к существенному изменению плотности.

Таким образом, рост относительной плотности обусловлен замораживанием конденсации и колебательной релаксации — двух эффектов, которые пока здесь не разделены. При $p_0 d < 10^2$ мм рт. ст. · мм можно говорить также об эффектах вращательной релаксации, по крайней мере, на больших расстояниях от среза сопла.

Основываясь на рентгеновских измерениях, за границу полного замораживания колебательной релаксации и конденсации при комнатной температуре торможения можно приближенно принять значение $p_0 \approx 30$ мм рт. ст. при $d = 2,85$ мм. Эти величины могут быть использованы для оценки границ влияния релаксационных эффектов в струях за соплами других диаметров в соответствии с моделированием конденсации по параметру $p_0 d^{0,6} = \text{const}$ [5] и колебательной релаксации по параметру $p_0 d$.

4. Проведенное исследование потребовало повышенной точно-



Фиг. 3

сти и стабильности режимов. О некоторых методических особенностях следует упомянуть отдельно. Например, отсутствие тепловой изоляции форкамеры приводило к значительному разбросу экспериментальных данных, по-видимому, вследствие неконтролируемой неоднородности температурного поля на входе в сопло.

Эксперименты показали, что использование оптического излучения CO_2 (перехода $B^2\Sigma_u \rightarrow X^2\Pi_g$) для измерения плотности требует определенной осторожности, так как форма и интенсивность полос сильно зависят от температуры, что видно на фиг. 3. При постоянном значении плотности интегральная интенсивность полосы 2890 \AA не зависит от температуры в исследованном диапазоне $T_0 = 300\text{--}1200 \text{ K}$. Это может означать, что появляющиеся полосы относятся к одному и тому же электронному переходу. Задача измерения плотности не представляет трудностей при использовании всех полос системы.

В связи с обнаруженной сильной зависимостью формы полос от температуры заслуживает внимания анализ возможностей использования возбужденного электронным пучком излучения CO_2 в области 2890 \AA для измерения колебательной температуры.

Авторы благодарят П. А. Сковородко за предоставление расчетных данных для струйного расширения CO_2 с колебательной релаксацией.

Поступила 23 IX 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Rebrov A. K., Sharafutdinov R. G. On structure of a freely expanding carbon dioxide jet in vacuum. «Rarefied Gas Dynamics». Proceedings of the Sixth International Symposium on Rarefied Gas Dynamics. Academic Press. 1969, vol. 2.
2. Beylich A. E. Experimental investigation of carbon dioxide jet plumes.— «Phys. Fluids», 1971, vol. 14, N 5.
3. Кузнецов Л. И., Ярыгин В. Н. Применение тормозного и характеристического рентгеновского излучения, возбужденного пучком электронов, для измерения локальной плотности разреженного газа и плазмы.— В кн.: Экспериментальные методы в динамике разреженных газов. Новосибирск, изд. ИТФ СО АН СССР, 1974.
4. Кисляков И. И., Прокков В. В. Оптические подогреватели.— В кн.: Экспериментальные методы в динамике разреженных газов. Новосибирск, изд. ИТФ СО АН СССР, 1974.
5. Hagena O. F., Obert W. Cluster formation in expanding supersonic jets: effect of pressure, temperature, nozzle size, and test gas.— «J. Chem. Phys.», 1972, vol. 56, N 5.
6. Воскриков А. А., Кузнер Ю. С., Ребров А. К., Семячкин Б. Е. Исследование конденсации CO_2 с помощью молекулярно-пучковой системы.— В кн.: Сборник аннотаций докладов IV Всесоз. конф. по динамике разреженного газа. Москва, изд. ЦАГИ, 1975.
7. Simpson C. Y. M., Bridgman T. R. D., Shandler A. S. Shock-tube study of vibrational relaxation in carbon dioxide.— «J. Chem. Phys.», 1968, vol. 49, N 2.
8. Гусев В. Н. О влиянии вязкости в струйных течениях.— «Учен. зап. ЦАГИ», 1970, т. 1, № 6.