

- электронного пучка // Неравновесные процессы в потоках разреженного газа.— Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1977.
4. Седелников А. И. Определение локальной плотности газа в условиях сильного поглощения электронного пучка // ЖТФ.— 1984.— Т. 54, вып. 3.
 5. Алексеенко А. Г., Коломбет Е. А., Стародуб Г. И. Применение прецизионных аналоговых ИС.— М.: Сов. радио, 1981.
 6. Свешников А. А. Прикладные методы теории случайных функций.— М.: Наука, 1968.
 7. Венцель Е. С., Свечаров Л. А. Прикладные задачи теории вероятностей.— М.: Радио и связь, 1983.
 8. Березин И. С., Жидков Н. П. Методы вычислений.— М.: Наука, 1966.— Т. 1.
 9. Мотт-Смитт Г. Решение уравнения Больцмана для ударной волны // Механика.— 1953.— № 1.

Поступила 1/IX 1986 г.

УДК 533.6.011

НАЧАЛО КОНДЕНСАЦИИ И ДИНАМИКА РОСТА КЛАСТЕРОВ ПРИ СВОБОДНОМ РАСШИРЕНИИ CO₂ ИЗ ЗВУКОВОГО СОПЛА

С. А. Новопашин, А. Л. Перепелкин, В. Н. Ярыгин
(Новосибирск)

При сверхзвуковом адиабатическом расширении газа реализуются условия пересыщения, что может приводить к образованию кластеров. Протекание процесса конденсации определяется параметрами торможения, геометрией сопла и сортом газа. Для диагностики потоков с конденсацией среди прочих методов используется метод рэлеевского рассеяния. Его особенности: 1) возможность проведения измерений в зоне, где происходят процессы нуклеации и роста кластеров, 2) интенсивность рассеянного сигнала сильно зависит от функции распределения кластеров по размерам.

Цель настоящей работы — проследить динамику образования и роста кластеров при гомогенной конденсации CO₂, истекающего в вакуум из звукового сопла, по рэлеевскому рассеянию света [1]. Полученные экспериментальные данные расширяют и дополняют уже известные [2—6].

Метод рэлеевского рассеяния. При распространении зондирующего лазерного пучка интенсивностью I_r в среде с концентрацией мономеров N_1 , димеров N_2 , . . . , i -меров N_i доля поляризованной компоненты рассеянного света определяется формулой

$$(1) \quad I/I_r = K\alpha^2 \sum_{i=1} N_i i^2,$$

где α — поляризуемость молекул; K — калибровочная постоянная. Асимметрия строения молекул приводит к появлению деполаризованной компоненты в рассеянном свете, однако ее интенсивность на 2—4 порядка ниже [7], и ее вкладом в настоящей работе пренебрегается. Справедливость формулы (1) определяется выполнением двух требований: геометрический размер кластеров должен быть много меньше длины волны излучения [8]; связь молекул в кластере должна оказывать слабое влияние на электронные уровни молекул. Для анализа процесса конденсации при сверхзвуковом расширении газа удобно в формуле (1) выделить вклад мономеров. Для этого введем полную концентрацию молекул в потоке $N = \sum (N_i i)$, массовую долю конденсата $q = (1 - N_1/N)$, концентрацию молекул в форкамере сопла N_0 и интенсивность рассеяния при этой концентрации $I_0/I_r = K\alpha^2 N_0$. Переходя в (1) к массовой доле конденсата и нормируя на I_0/I_r , получаем относительную интенсивность рассеянного излучения

$$(2) \quad I/I_0 = (1 - q) N/N_0 + \sum_{i=2} N_i i^2 / N_0.$$

Для случая кластеров одного размера \bar{i} выражение (2) упрощается:

$$(3) \quad I/I_0 = [(1 - q) + q\bar{i}] N/N_0.$$

При конечной, но достаточной узкой ширине функции распределения

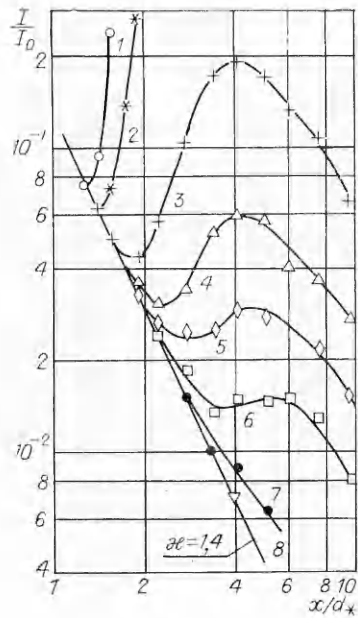


Рис. 1

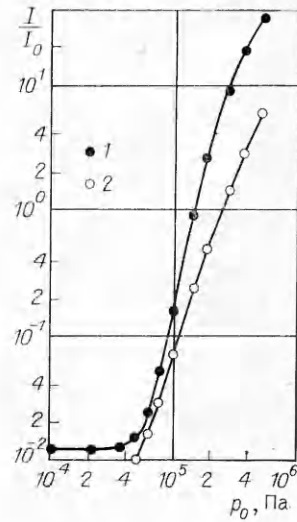


Рис. 3

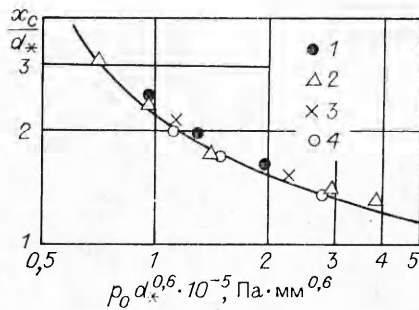


Рис. 2

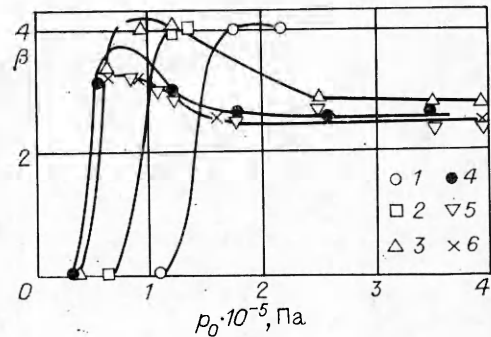


Рис. 4

кластеров по размерам N_i выражение (3) можно использовать для приближенных оценок, считая \bar{i} средним размером кластеров.

Экспериментальная установка. Эксперименты выполнены в вакуумной камере объемом $0,1 \text{ м}^3$, в центральной части которой на микрометрическом координатном механизме (погрешность установки координат 20 мкм) закреплен источник газа. Камера снабжена насосом НВЗ-500. Для ввода и вывода излучения используются оптические окна. Подача газа в форкамеру сопла осуществляется через теплообменник, установленный после редуктора, что позволяет поддерживать температуру торможения с погрешностью не хуже 1 К . Давление торможения измеряется образцовыми манометрами и вакуумметрами с погрешностью не хуже $0,5\%$. В экспериментах использовались звуковые сопла с диаметром критического сечения $d_* = 1,5\text{--}5,9 \text{ мм}$. Образующая внутренней поверхности составляет угол 15° с внешней поверхностью, которая является плоскостью. Температура торможения во всех экспериментах поддерживалась постоянной ($T_0 = 295,5 \text{ К}$). Диапазон давлений торможения $p_0 = 10^4\text{--}5 \cdot 10^5 \text{ Па}$. Источник излучения — вторая гармоника неодимового лазера (длина волны $0,53 \text{ мкм}$).

Результаты экспериментов. На рис. 1 представлены осевые профили относительной интенсивности рассеянного света для сопла $d_* = 3,05 \text{ мм}$ при $p_0 = 1,98 \cdot 10^5, 1,49 \cdot 10^5, 0,98 \cdot 10^5, 0,73 \cdot 10^5, 0,60 \cdot 10^5, 0,49 \cdot 10^5, 0,37 \cdot 10^5, 0,098 \cdot 10^5 \text{ Па}$ (линии 1—8). На начальной стадии наблюдается рас-

ширение газа, близкое к изоэнтропическому с отношением удельных теплоемкостей $\kappa = 1,4$. Появление в потоке кластеров приводит к увеличению рассеянного сигнала. Определим координату начала конденсации x_c/d_* как последнюю экспериментальную точку на изоэнтропе. С учетом того, что погрешность измерения в каждой точке $< 10\%$, это определение соответствует (из формулы (3)) условию $q(\bar{i} - 1) < 0,1$. Оказалось, что при изменении давления торможения и диаметра среза зависимость координаты начала конденсации, построенная как функция комплекса $p_0 d_*^{0,6}$, обобщается (рис. 2), показатель степени при d_* взят по аналогии с [9, 10], точки 1—4 для $d_* = 1,55; 3,05; 3,99; 5,89$ мм.

На рис. 3 показана зависимость относительной интенсивности рассеянного света на двух расстояниях от среза сопла ($x/d_* = 3,0$ и $9,0$ — точки 1, 2 ($d_* = 3,05$ мм)) от давления торможения. Ход кривых определяется вкладом каждого члена в выражении (2). В частности, в условиях, когда конденсация еще не происходит ($q = 0$), относительная интенсивность рассеянного света пропорциональна относительной плотности, которая для изоэнтропического расширения определяется x/d_* . После начала конденсации по мере повышения давления торможения увеличивается вклад конденсированной фазы в рассеянный сигнал, так что выше некоторого давления p_0 первым членом в выражении (2) можно пренебречь. Таким образом, в режиме развитой конденсации относительную интенсивность рассеянного света, используя (3), запишем в виде

$$(4) \quad I/I_0 = q\bar{i}N/N_0.$$

В предположении, что выделение теплоты конденсации в поток не приводит к существенному изменению N/N_0 и массовая доля конденсата является медленно меняющейся функцией p_0 [10], экспериментальные данные позволяют проследить динамику роста среднего размера кластеров от давления торможения. По аналогии с [6] представим средний размер кластера как степенную функцию от давления торможения: $I/I_0 \sim \bar{i} \sim p_0^\beta$. Показатель степени β есть функция p_0 и x/d_* . На рис. 4 приведена зависимость β от p_0 для $x/d_* = 1,5; 2,2; 3,4; 4,4; 6,1; 9,0$ (точки 1—6). Видно, что с увеличением p_0 β стремится к 2,5. Таким образом, в режиме развитой конденсации средний размер кластеров растет пропорционально $p_0^{2,5}$. Этот результат близок к данным [11] и расходится с выводами [6].

Таким образом, экспериментальные результаты с использованием соотношения (4) позволяют оценить средний размер кластеров (так, для $p_0 = 10^5$ Па, $x/d_* = 10$, полагая $q = 20\%$, получаем $\bar{i} = 300$). Однако более строгий анализ должен учитывать функцию распределения кластеров по размерам, изменение массовой доли конденсата от параметров истечения, выделение теплоты конденсации в поток. При учете конечной ширины функции распределения вычисленное по формуле (4) значение \bar{i} не может быть ниже реального среднего размера кластера (первого момента функции распределения).

ЛИТЕРАТУРА

1. Новонашин С. А., Перепелкин А. Л., Ярыгин В. Н. Импульсный локальный метод исследования потоков газа по рэлеевскому рассеянию света // ПТЭ.— 1986.— № 5.
2. Бейлих А. Е. Конденсация в струе углекислого газа // РТК.— 1970.— Т. 8, № 5.
3. Williams W. D., Lewis J. W. L. Profile of an anisentropic nitrogen nozzle expansion // J. Phys. Fluids.— 1976.— V. 19, N 7.
4. Williams W. D., Lewis J. W. L. Experimental study of condensation scaling laws for reservoir and nozzle parameters and gas species.— N. Y., 1976.— (Paper/AIAA; N 76—53).
5. Dancert C. Condensation onset in free jets measured by laser light scattering // Proc. 14 th Intern. Symp. RGD.— Japan, 1984.— V. 2.
6. Куснер Ю. С., Приходько В. Г. и др. О механизме гомогенной конденсации при быстром адиабатическом расширении газа // ЖТФ.— 1984.— Т. 54, вып. 8.
7. Rudder R. R., Bach D. R. Reyleigh scattering of ruby-laser light by neutral gases // JOSA.— 1968.— V. 58, N 9.
- 10 ПМТФ №4, 1987 г.

8. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде.— М.: Гостехиздат, 1951.
9. Nagena O. F., Obert W. Cluster formation in expanding supersonic jets: effect of pressure, temperature, nozzle size, and test gas // J. Chem. Phys.— 1972.— V. 56, N 5.
10. Востриков А. А., Гайский Н. В. и др. О законе подобия гомогенной конденсации в свободных струях CO_2 // ПМТФ.— 1978.— № 1.
11. Востриков А. А., Предтеченский М. Р. Взаимодействие электронов с ван-дер-ваальсовскими кластерами CO_2 // ЖТФ.— 1985.— Т. 55, вып. 5.

Поступила 12/VIII 1986 г.

УДК 533.6.011 : 532.526.5

ДИФРАКЦИЯ КОСОГО СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ В ОКРЕСТНОСТИ ВНЕШНЕГО ПРЯМОГО УГЛА

А. И. Максимов

(Новосибирск)

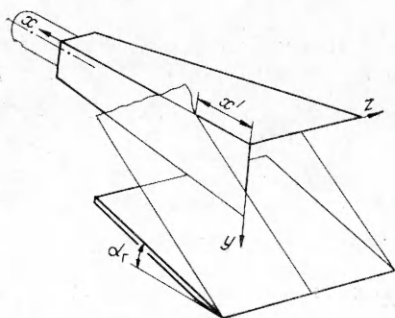
Повышение требований к совершенству аэродинамических форм летательных аппаратов вызывает необходимость подробных исследований интерференции между отдельными элементами конструкции. Угловые конфигурации, имитирующие места сочленения фюзеляжа с крылом или оперением, а также плоских воздухозаборников и коробчатых мотогондол с несущей поверхностью, относятся к числу часто встречающихся.

Сверхзвуковое обтекание внутреннего двугранного угла характеризуется прежде всего интерференцией скачков уплотнения между собой и их взаимодействием с пограничными слоями [1—7], а внешнего угла — отрывом потока на ребре и образованием срывного вихря над гранью с меньшим давлением [8, 9]. Течение вблизи комбинации внешнего и внутреннего прямых углов усложняется взаимодействием сложных пространственных отрывных течений друг с другом и со скачками уплотнения [10].

Экспериментальные исследования сверхзвукового продольного обтекания внешнего прямого угла при падении извне косоугольного скачка уплотнения и без него проводились в аэродинамической трубе Т-313 ИТПМ СО АН СССР в диапазоне углов атаки от -4 до 20° , при числе Маха $M_\infty = 2,27$ и Рейнольдса $Re \approx 27 \cdot 10^6$ (на характерный размер 1 м). Погрешности в истинных значениях углов атаки α не превышали $\pm 0,05^\circ$.

Модель угловой конфигурации (рис. 1) длиной 400 мм и шириной верхней и боковой граней по передней кромке 175 и 90 мм соответственно крепится на саблевидной подвеске α -механизма, а генератор скачка в виде плоской пластины размерами 300×300 мм устанавливается на полу рабочей части трубы; 132 дренажных отверстия размещены в шести поперечных сечениях, отстоящих друг от друга на 25 мм, первое из них находится на расстоянии $x = 75$ мм от передней кромки угла. Измерения распределения давления осуществлялись стоканальным прибором МИД-100 с использованием автоматизированной системы сбора информации «Аналог-1» [11]. Для пространственной визуализации течения применялся аргоновый лазер непрерывного действия ЛГ-106М-1 мощностью излучения ~ 1 Вт.

1. При обтекании изолированного внешнего прямого угла с фиксированным числом Маха отношение давлений на гранях модели $p_v/p_b = v$ (p_v — давление на верхней, p_b — на боковой грани) в случае $\alpha > 0$, наоборот при $\alpha < 0$ и определяется только величиной угла атаки угловой конфигурации α_y . На нулевом $\alpha_y v = 1$, предельные линии тока (ПЛТ) на поверхности модели параллельны ребру угловой конфигурации и во всех сечениях наблюдается близкое к равномерному распределение давления (рис. 2). Здесь



Р и с. 1