

4. Востриков А. А., Куснер Ю. С., Ребров А. К., Семячкин Б. Е. Получение молекулярного пучка CO_2 газодинамическим методом.— ПМТФ, 1975, № 2.
5. Востриков А. А., Куснер Ю. С., Ребров А. К., Семячкин Б. Е. Измерение интенсивности и плотности молекулярного пучка.— ПТЭ, 1975, № 1.
6. Сковородко П. А. Влияние гомогенной конденсации в свободной струе на интенсивность молекулярного пучка.— В сб.: Некоторые задачи гидродинамики и теплообмена. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1976.
7. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкости. М., «Наука», 1975.
8. Duff K. M., Hill P. G. Condensation of carbon dioxide in supersonic nozzles.— In: Proc. of the 1966 Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute. Stanford University Press, 1966.
9. Мусанов С. В. Расчеты газодинамических функций на оси осесимметричного молекулярного пучка.— «Уч. зап. ЦАГИ», 1972, т. 3, № 4.

УДК 534.220.2

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ЗАПУСКЕ СИЛЬНО НЕДОРАСШИРЕННЫХ СТРУЙ

А. В. Еремин, В. А. Кочнев,
А. А. Куликовский, И. М. Набоко

(Москва)

В работе [1] представлены результаты исследования нестационарного истечения аргона методом электронно-пучкового зондирования. Сравнение полученных в работе закономерностей движения фронта вещества при истечении из звукового сопла с расчетами [2] для нестационарного расширения от сферического источника и результатами экспериментов работы [3] позволило выявить особенности влияния противодавления и температурного фактора при струйном расширении.

В данной работе получено распределение плотности в нестационарных струях азота и аргона и продолжено изучение закономерностей движения фронта истекающего газа.

1. Истечение азота и аргона осуществлялось из звукового сопла диаметром $d_* = 0,25$ мм при начальном давлении $p_0 = 7-8$ атм, давлении окружающего пространства $p_\infty = (1,5-2)10^{-5}$ мм рт. ст. и температурах $T_0 = T_\infty = 300$ К.

Зондирующий электронный пучок имел следующие параметры: напряжение $E = 15$ кВ, ток $I = 100$ мкА, радиус пучка $r_0 = 0,5$ мм, расстояние от пушки до коллектора $L = 525$ мм, входная апертура коллектора $\varnothing = r_0/L \approx 0,5^\circ$.

При этом экспериментально определенные значения коэффициентов поглощения электронного пучка составили:

$$\text{в Ar } \kappa_{\text{Ar}} = (0,47 \pm 0,05)10^6 \text{ см}^2/\text{г};$$

$$\text{в N}_2 \quad \kappa_{\text{N}_2} = (0,39 \pm 0,05)10^6 \text{ см}^2/\text{г}.$$

Регистрация сигналов поглощения осуществлялась на расстояниях от 80 до 2000 r_* вдоль оси и от 80 до 800 r_* по обе стороны от оси потока. В процессе экспериментов получены осциллограммы, аналогичные представленным в работе [1].

Статистическая обработка экспериментальных данных о движении фронта истекающего газа проводилась методом наименьших квадратов. В условиях проведенных экспериментов эмпирические уравнения движения фронта, определенные в форме квадратичных двучленов, имеют вид

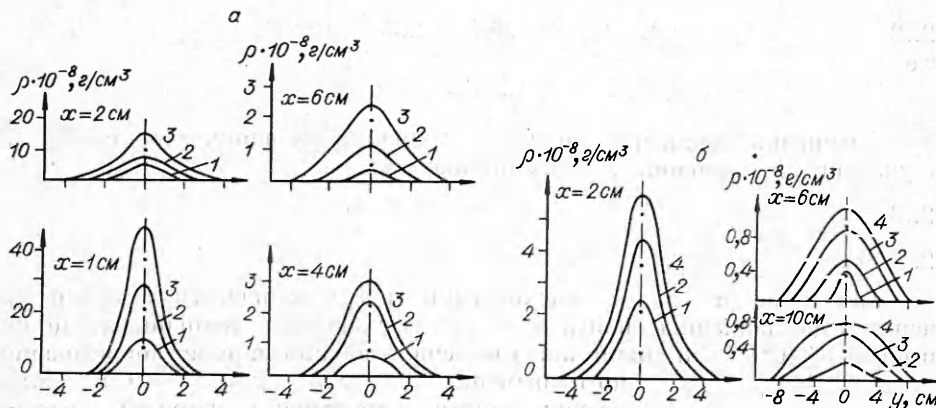
$$(1.1) \quad N_2 \quad t = 5x + 0,11x^2;$$

$$(1.2) \quad Ar \quad t = 9x + 0,16x^2$$

(x в см, t в мкс, коэффициенты имеют соответствующую размерность).

Для расчета поля плотностей по данным интегрального поглощения составлена программа численного интегрирования уравнения Абеля на ЭВМ HP-9810. Поскольку кривые интегрального поглощения, вводимые в программу, получены по экспериментальным данным большого числа опытов, рассчитанные поля плотностей являются усредненными по серии однотипных экспериментов. Погрешность кривых интегрального поглощения при доверительной вероятности 0,95 составляла 20%; погрешность численного интегрирования не превышала 1%, а общая погрешность определения плотности 25—30%.

На фиг. 1, а, б соответственно приведены распределения плотности в различных сечениях нестационарных струй аргона и азота в различные



Ф и г. 1

моменты времени (а — Ar, 1 — 60 мкс, 2 — 150 мкс, 3 — стационар; б — N₂, 1 — 40 мкс, 2 — 75 мкс, 3 — 150 мкс, 4 — стационар). Данные фиг. 1 дают представление о падении плотности с расстоянием от среза сопла, расширении струи и развитии процесса во времени.

Анализ представленных данных и сопоставление их с результатами экспериментов работ [1, 3] и теоретическим рассмотрением [2] позволили выявить параметры подобия импульсных струй и пространственно-временные закономерности нестационарного струйного течения.

2. Известно, что для стационарных струй определяющими параметрами являются радиус критического сечения сопла r_{*} , нерасчетность струи $N = p_0/p_{\infty}$, температурный фактор T_0/T_{∞} , числа Re, Кп, М, отношение теплостокостей γ [4]. При описании нестационарных струй необходимо ввести параметр, включающий размерность времени. Таким параметром может быть характерная скорость потока.

В качестве характерной скорости при анализе экспериментов в работах [1, 3] использовано значение $c_* = \sqrt{\frac{2}{\gamma + 1}} c_0$. Теоретический анализ

нестационарного расширения от сферического источника [2] показал, что в качестве характерной скорости для движения фронта истекающего газа может быть использована скорость нестационарного расширения в вакуум $u_m = \left[\frac{2}{\gamma-1} \right] c_0$. Изменение параметров на поздней стадии формирования струи можно также характеризовать скоростью стационарного расширения в вакуум $u_s = \sqrt{\frac{2}{\gamma-1}} c_0$.

Для анализа и обобщения экспериментальных данных по движению фронта истекающего газа вдоль оси потока необходимы параметры подобия, исключающие зависимость эмпирических уравнений движения фронта (1.1), (1.2) от рода газа и режимов истечения.

Анализ движения фронта истекающего газа вдоль оси потока в параметрах, включающих различные характерные скорости, показал, что наилучшие обобщения по роду газа γ при одинаковых режимах истечения представляют параметры подобия, включающие максимальную скорость нестационарного расширения в вакуум $u_m = \left[\frac{2}{\gamma-1} \right] c_0$. При этом уравнения движения фронта истекающего газа в условиях настоящих экспериментов (1.1), (1.2) имеют вид

$$(2.1) \quad \text{Ar } T_m = 0,86X + 1,9X \cdot 10^{-4} X^2;$$

$$(2.2) \quad \text{N}_2 T_m = 0,88X + 2,35X \cdot 10^{-4} X^2,$$

где

$$X = x/r_*; T_m = tu_m/r_*.$$

Уравнения движения фронта в условиях экспериментов работы [3] в указанных координатах приобретают вид

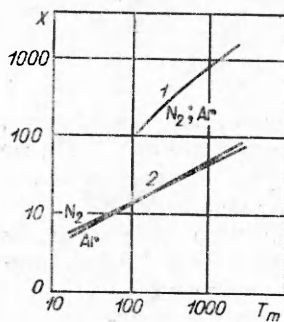
$$(2.3) \quad \text{Ar } T_m = 0,55X^{1,92};$$

$$(2.4) \quad \text{N}_2 T_m = 0,7X^{1,85}.$$

Как видно из фиг. 2, расхождение между экспериментальными значениями по движению фронта в Ar и N₂ в указанных координатах не превышает 5–10%, в то время как при использовании параметров безразмерного времени $T_* = tu_*/r_*$ или $T_s = tu_s/r_*$, включающих другие характерные скорости, расхождение между траекториями движения в азоте и аргоне достигает 80–100%.

Анализ уравнений (2.1), (2.2) позволяет выявить интересную особенность движения фронта истекающего газа в условиях настоящих экспериментов. Вблизи от среза сопла скорость фронта на 10–12% превышает максимальную скорость нестационарного истечения в вакуум [5]. Причинами аномального увеличения скорости фронта, зарегистрированного в экспериментах, могут явиться сепарация высокоэнергетичных молекул в процессе истечения и возрастание кинетической энергии потока за счет конденсации.

По данным работ [6, 7], в условиях, близких к настоящим экспериментам ($p_0 d_* \approx 1 \text{ атм}^2 \cdot \text{см}$), концентрация конденсированных частиц может достигать в Ar $\alpha \approx 10^{-1} + 10^{-2}$, а в N₂ $\alpha \approx 10^{-2} + 10^{-3}$; при этом возрастание скорости потока для Ar может составить 10–15%, для N₂ 8–12% [7].



Ф и г. 2

Такие сопоставления, разумеется, носят лишь приближенный характер, поскольку расширение газа в процессе нестационарного истечения весьма отличается от расширения стационарного потока в работах [6, 7].

Отличие движения фронта истекающего газа в условиях данной работы от движения фронта в условиях работы [3], наглядно видимое на фиг. 2 (1 — данная работа, 2 — работа [3]), может быть проанализировано при учете отличия определяющих параметров исследуемых струй в этих работах.

Из таблицы видно, что изученные режимы существенно отличаются как нерасчетностями N и температурными факторами $Z = T_0/T_\infty$, так и исследованными расстояниями от среза сопла X , измеряемыми в калибрах.

Источник	X	N	Z	Re_*
Данная работа	100—200	$4 \cdot 10^3$	1	$3 \cdot 10^4$
Работа [3]	1+100	50+100	6+12	10^3

Координаты подобия, обобщающие данные, полученные в различных режимах, должны представлять собой одночлены:

$$\text{подобие по времени } K_t = T_m N^a Z^b Re_*^c,$$

$$\text{подобие по координате } K_x = X N^a Z^b Re_*^c.$$

Статистический анализ данных работы [3] показал, что в пределах изменения параметров N и Z , приведенного в таблице, уравнения (2.3), (2.4) остаются без изменений, т. е. в условиях работы [3] $a \sim 0$, $b \sim 0$.

С другой стороны, имеющиеся в литературе данные [2, 4] указывают, что параметры N и Z могут входить в критерии подобия в степенях $a = -0,5$; $b = 0,5$.

В работе [2], посвященной теоретическому анализу нестационарного расширения от источника, получены параметры подобия для движения фронта истекающего газа от сферического источника в виде $\xi = X N^{-0,5} \times Z^{-0,5}$, $\tau = T_m N^{-0,5} Z^{-0,5}$. Уравнение движения фронта истекающего газа, полученное на основании работы [2], имеет вид

$$\tau = \xi + 0,5\xi^2.$$

Уравнения движения фронта, полученные в данной работе, в этих параметрах имеют вид

$$(2.5) \quad Ag \tau = 0,86\xi + 3,8\xi^2;$$

$$(2.6) \quad N_2 \tau = 0,88\xi + 4,7\xi^2,$$

а уравнения работы [3] примут вид

$$(2.7) \quad Ag \tau = (1,25-1,8)\xi^{1,92};$$

$$(2.8) \quad N_2 \tau = (1,4-2,1)\xi^{1,85}.$$

Экстраполяция эмпирических уравнений (2.5), (2.6) на значения параметров ξ и τ , соответствующих условиям работы [3], указывает на существенное отличие (\sim в 3 раза) положения фронта в фиксированные моменты времени в условиях различных экспериментов в параметрах ξ и τ .

При анализе движения фронта истекающего газа в параметрах

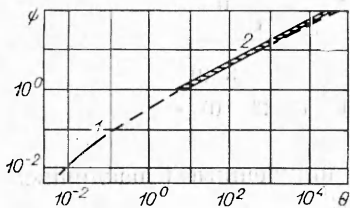
$$(2.9) \quad \Psi = X/\sqrt{N}, \quad \Theta = T_m/\sqrt{N},$$

аналогичных параметрам подобия стационарных струй [4], уравнения (2.5), (2.6) в силу $N = \rho_0/\rho_\infty$ в настоящих экспериментах останутся без изменения, в то время как уравнения (2.7), (2.8) примут вид

$$(2.10) \quad \text{Ar } \Theta = (3,3-4,5)\Psi^{1,92};$$

$$(2.11) \quad \text{N}_2 \Theta = (3,6-5)\Psi^{1,85}.$$

Неоднозначность уравнений движения фронта работы [3] в приводимых здесь и ниже координатах (уравнения (2.7), (2.8) и (2.10), (2.11) и фиг. 2) носит принципиальный характер и обусловлена различием рассматриваемых координат и координат подобия работы [3].



Ф и г. 3

На фиг. 3 приведены графики эмпирических уравнений движения фронта, полученные в Ar и N₂ при различных условиях истечения (штрих — экстраполяция эмпирических уравнений данной работы на большие значения параметров Ψ и Θ); видно, что экстраполированная кривая 1 попадает в коридор значений 2, который составляют в этих параметрах экспериментальные данные работы [3], обобщающиеся в координатах X и T_m.

Таким образом, эмпирические уравнения движения фронта, приведенные на фиг. 3 в обобщенных параметрах подобия (2.9), могут быть использованы для описания движения фронта нестационарного струйного расширения газа из звукового сопла.

3. Для анализа процесса нарастания плотности в осевом направлении струи рассмотрено продвижение точек потока, соответствующих фиксированным значениям плотности. Полученные таким образом зависимости характеризуют также процесс приближения плотности к стационарным значениям.

Экспериментальные данные по изменениям распределения плотности во времени проанализированы в безразмерных параметрах X и T_m = T_{*} = t_{c*}/r_{*}, T_m = t_{um}/r_{*}, T_s = t_{us}/r_{*}.

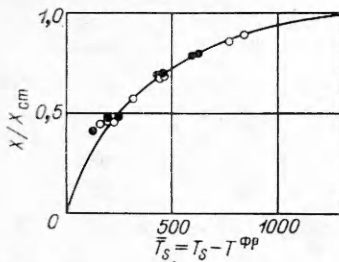
При использовании параметра T различие между данными, полученными в Ar и N₂, не превышало 5—10%, в то время как в параметрах T_{*} и T_m оно составило 30—40%. Этот результат указывает на то, что в отличие от движения фронта процесс нарастания плотности вдоль оси характеризуется стационарной скоростью расширения в вакуум.

Полученные экспериментальные данные показали, что общее время нарастания плотности в осевых точках потока после прихода фронта слабо меняется с удалением от среза сопла. Поэтому для дальнейшего анализа характера нарастания плотности полученные зависимости построены в координатах X/X_{ст} и $\bar{T}_s = T_s - T_s^{\text{фр}}$, где T_s^{фр} — время достижения фронтом координаты X; X_{ст} — стационарное положение заданного значения плотности. Кривая, обобщающая экспериментальные данные в этих координатах, приведена на фиг. 4 (темные точки — аргон, светлые — азот). Анализ полученных данных методом наименьших квадратов в форме экспоненциальной зависимости показал, что процесс распространения осевых точек потока с заданными значениями плотности с погрешностью не более 10% может быть описан уравнением

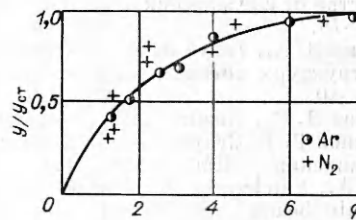
$$(3.1) \quad X/X_{\text{ст}} = 1 - e^{-\bar{T}_s/400}.$$

Сопоставление аналитической кривой (3.1) с процессом нарастания плотности в фиксированных точках потока $\rho/\rho_{ст} = f(\bar{T}_s)$, на который нерегулярности течения оказывали большее влияние, показало, что этот процесс также может быть описан уравнением (3.1) с погрешностью $\pm 30\%$.

Таким образом, характер нарастания плотности в осевом направлении потока после прихода фронта истекающего газа не зависит от расстояния от среза сопла и может быть независимо от рода газа описан экспонентой с постоянной времени $\bar{T}_s = 400 \pm 50$ или $\tau_* = (400 \pm 50) \left(\frac{r_*}{c_n} \right) \sqrt{\frac{\gamma-1}{2}}$.



Ф и г. 4



Ф и г. 5

Для анализа расширения струи в процессе ее формирования рассмотрены зависимости от времени положения поперечных координат потока, в которых плотность $\rho = 0,1\rho_0$, где ρ_0 — текущие значения плотности на осевой линии в данном сечении потока. Полученные экспериментальные зависимости указали на то, что, в отличие от характера нарастания плотности вдоль оси, этот процесс довольно сильно меняет масштаб времени в зависимости от удаления от среза сопла. Приближенный анализ определил, что время нарастания плотности в поперечном направлении увеличивается примерно пропорционально времени достижения фронтом данного сечения потока. На фиг. 5 представлено распространение поперечных точек потока $y/y_{ст}$ в зависимости от безразмерного параметра времени $\varphi = T_s/T_s^{фр}$ ($y_{ст}$ — стационарное положение заданного значения плотности).

Обработка экспериментальных данных в форме экспоненциальной зависимости показала, что с точностью до 20% процесс расширения струи может быть описан соотношением $y/y_{ст} = 1 - e^{-\varphi/2}$, т. е. постоянная времени этого процесса составляет $\tau_y = (2 \pm 0,4)t^{фр}$.

Из сопоставления характера расширения азота и аргона видно, что на расстояниях до $(200-300)r_*$ от среза сопла поток азота расширяется под большими углами и с более крутой зависимостью плотности от расстояния от среза сопла. На больших расстояниях течение в обоих газах имеет схожий вид.

Отмеченные различия в характере расширения азота и аргона могут быть обусловлены влиянием вращательной энергии молекул на расширение азота. В работе [8] проведен расчет вращательной релаксации азота в струе, свободно расширяющейся в вакуум из звукового сопла. Автором получено, что при $p_0 d_* = 240$ мм рт. ст. мм и необходимом для установления равновесия числе столкновений $Z = 10$ вращательная температура T_r «замораживается» на расстояниях порядка $(40-50)r_*$ ($T_r \approx 10$ К), влияние вращательной энергии на ход газодинамических параметров (в силу значительной энергоподачи при отдельных $R - T$ -столкновениях) сказывается на несколько больших расстояниях.

Эти результаты находятся в качественном согласии с результатами данной работы, указывающими, что при $p_0 d_* \approx 1300$ мм рт. ст. · мм характер расширения потока азота на расстояниях более $(200-300)r_*$ от среза сопла не отличается от расширения потока одноатомного газа.

Поступила 18 I 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Еремин А. В., Кочнев В. А., Набоко И. М. Исследование формирования струи газа при истечении в разреженное пространство. — ПМТФ, 1975, № 2, с. 53—58.
2. Чекмарев С. Ф. Неустановившееся радиальное расширение газа в затопленное пространство от внезапно включенного стационарного источника. — ПМТФ, 1975, № 2, с. 70—78.
3. Белавин В. А., Голуб В. В., Набоко И. М., Опара А. М. Исследование нестационарной структуры потока при истечении ударно-нагретого газа. — ПМТФ, 1973, № 5, с. 34—40.
4. Волчков В. В., Иванов А. В., Кисляков Н. И., Ребров А. К., Сухнев В. А., Шарфуддинов Р. Г. Струи низкой плотности за звуковым соплом при больших перепадах давления. — ПМТФ, 1973, № 2, с. 64—73.
5. Milne A., Vandergruff A., Greene F. Mass-spectrometric observations of argon clusters in nozzle beams. — «J. Chem. Phys.», 1970, vol. 52, N 3.
6. Golomb D., Good R. E., Balley A. B., Basby M. R., Dawman R. Dimers, clusters and condensation in free jets. — «J. Chem. Phys.», 1972, vol. 57, N 9.
7. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., «Наука», 1972.
8. Лукьянов Г. А. Вращательная релаксация в свободно расширяющейся струе азота. — ПМТФ, 1972, № 3, с. 176—178.

УДК 532. 526

УСТОЙЧИВОСТЬ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ КАТАЛИТИЧЕСКИ РЕКОМБИНИРУЮЩЕГО ГАЗА

Г. В. Петров

(Новосибирск)

Исследуется устойчивость пограничного слоя частично диссоциированного двухатомного газа. Обтекаемая поверхность каталитически активна, и газ рекомбинирует на ней. Анализ устойчивости проводится в приближении Дана и Лина [1]. Уравнения для малых возмущений в форме бегущей волны имеют вид

$$\begin{aligned} i(u - C)r + \rho' \varphi + \rho(if + \varphi') &= 0; \\ \rho[i(u - C)\gamma + c' \varphi] &= \mu \gamma'' / \alpha \operatorname{ReSc}; \\ \rho \alpha^2 (u - C) \varphi &= i \pi' / \kappa_\infty M_\infty^2; \\ \rho [i(u - C)f + u' \varphi] &= -i \pi / \kappa_\infty M_\infty^2 + \mu f'' / \alpha \operatorname{Re}; \\ \rho [i(u - C)\vartheta + T' \varphi] &= i(u - C)\pi(c_{p\infty} - c_{v\infty}) / c_p + \mu \vartheta'' / \alpha \operatorname{RePr}; \\ \pi &= \gamma / (1 + c) + r / \rho + \vartheta / T, \end{aligned}$$

где u — скорость течения газа в пограничном слое; ρ — плотность; T — температура; c — степень диссоциации; μ — вязкость; c_p и c_v — удель-