

РАСШИРЕНИЕ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОГО АРГОНА В ГИПЕРЗВУКОВОМ СОПЛЕ

Г. И. Козлов, Д. И. Ройтенбург, Е. Л. Ступицкий

(Москва)

Приведены результаты расчета течения частично ионизованного аргона в гиперзвуковом сопле для равновесного, замороженного и релаксирующего потоков. Расчетные значения числа Маха потока, электронной плотности и температуры сопоставлены с экспериментальными, полученными газодинамическим и зондовым методом на ударной аэродинамической трубе. Из анализа данных следует:

- 1) теоретическое значение скорости рекомбинации в тройных столкновениях находится в соответствии с экспериментальными результатами;
- 2) имеет место ярко выраженное явление ионизационной «закалки»;
- 3) экспериментальные значения электронной температуры, как правило, существенно превышают расчетные значения.

Известно несколько расчетных теоретических работ, посвященных анализу течения плазмы в расширяющихся соплах, среди них наибольшего внимания заслуживает работа Талбота, Шоу и Роббена [1], в которой дан расчет течения частично ионизованного водорода и аргона в расширяющемся сопле для столкновительно-радиационной модели рекомбинации Бейтса и др. [2]. К сожалению, этот расчет выполнен для очень малых плотностей и всего для двух значений степени ионизации и поэтому не дает исчерпывающей информации. Однако он показал, что при больших степенях ионизации газа на входе в сопло закономерности электрон-ионной рекомбинации оказывают существенное влияние на характеристики потока.

1. Расчет течения ионизованного газа в гиперзвуковом сопле. Будем считать течение квазиодномерным. Без учета трения течение частично ионизованного газа в сопле описывается следующей системой уравнений неразрывности, количества движения, энергии, состояния, кинетики и электронной температуры [1]:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx}(\rho u A) &= 0, \quad \rho u \frac{du}{dx} = -\frac{dp}{dx} \\ u \frac{d}{dx} \left(i + \frac{1}{2} u^2 \right) &= -\frac{R}{\rho}, \quad p = \frac{\rho}{m_a} k (T + \alpha T_e) \\ \frac{d\alpha}{dx} &= -[(\delta + \beta)\alpha - \beta] \frac{\rho \alpha}{m_a u} \\ \frac{dT_e}{dx} &= \frac{2}{3} \frac{T_e}{\rho} \frac{d\rho}{dx} - \frac{1}{\alpha} \left(T_e + \frac{2}{3} \frac{I}{k} \right) \frac{d\alpha}{dx} - \frac{2}{3} \frac{m_a R}{\rho \alpha u k} - \\ &\quad - \frac{\rho}{u} \left[D_1 \alpha T^{-3/2} \ln \left(\frac{D_2 T^3}{\rho \alpha} \right) + (1 - \alpha) D_3 \right] (T_e - T) \\ i &= \frac{5}{2} \frac{k}{m_a} (T + \alpha T_e) + \frac{\alpha}{m_a} I, \quad \alpha = \frac{N_e}{N_e + N_a} \\ D_1 &= \frac{2e^4}{3m_a^2 k} \left(\frac{8\pi m_e}{k} \right)^{1/2}, \quad D_2 = \frac{9k^3 m_a}{8\pi e^6}, \quad D_3 = \frac{5\pi (m_e B)^{1/2}}{3m_a^2} \end{aligned} \tag{1.1}$$

Здесь ρ , p , T , i — соответственно плотность, давление, температура и энтальпия; u — скорость потока; A — площадь сечения сопла; R — мощность, теряемая вследствие излучения на единицу объема; α — сте-

пень ионизации; m_a , m_e — масса атома и электрона; e — заряд электрона; T_e — электронная температура; δ и β — константы скоростей ионизации и рекомбинации; k — постоянная Больцмана; I — потенциал ионизации; N_e и N_a — число электронов и атомов в единице объема; B — константа сил межмолекулярного взаимодействия.

В уравнении для электронной температуры члены, стоящие справа, соответственно характеризуют изменение электронной температуры, обусловленное изменением плотности при расширении, протеканием кинетических процессов, потерями энергии на излучение и в столкновительных процессах с ионами и атомами (члены в квадратных скобках).

Ниже рассмотрены случаи адиабатического течения в гиперзвуковых соплах замороженного, равновесного и релаксирующего потоков.

2. Замороженный поток. Для этого случая принимаем следующее: 1) степень ионизации — величина постоянная и равна значению у входа в сопло $\alpha = \alpha_0 = \text{const}$, 2) электронная температура равна температуре тяжелых частиц, 3) отсутствует диссипация энергии, в том числе и за счет излучения, т. е. $R = 0$.

Тогда, введя в качестве характерных следующие величины:

$$\bar{T} = \frac{I}{k}, \quad \bar{\rho} = \frac{\rho I}{m_a}, \quad \bar{p} = \frac{\bar{\rho} I}{m_a}, \quad \bar{u} = \left(\frac{I}{m_a} \right)^{1/2}, \quad \bar{i} = \frac{I}{m}, \quad \bar{A} = A_*$$

приведем систему уравнений к безразмерному виду

$$\begin{aligned} \rho u A &= \rho_* u_*, & \rho u du &= -dp \\ i + \frac{1}{2} u^2 &= i_0, & p &= \rho T (1 + \alpha_0), & i &= \frac{5}{2} T (1 + \alpha_0) + \alpha_0 \end{aligned} \quad (2.1)$$

Здесь индексами 0 и * обозначены соответственно значения параметров на входе в сопло и в критическом сечении. Для решения этой системы необходимо определить массовый расход в критическом сечении $\rho_* u_*$.

Из уравнений (2.1) можно получить

$$d[\sqrt{2(i_0 - i)}] = -\frac{2}{5} A d \left(\frac{i - \alpha_0}{A \sqrt{2(i_0 - i)}} \right) \quad (2.2)$$

Это после дифференцирования по длине сопла — η дает

$$\left\{ \frac{2}{5} \frac{2(i_0 - i) + (i - \alpha_0)}{[2(i_0 - i)]^{3/2}} - \frac{1}{\sqrt{2(i_0 - i)}} \right\} \frac{di}{d\eta} = \frac{2}{5A} \frac{i - \alpha_0}{\sqrt{2(i_0 - i)}} \frac{dA}{d\eta}$$

В критическом сечении выражение в фигурных скобках должно равняться нулю, так как $dA/d\eta = 0$, а $di/d\eta \neq 0$ (рассматривается сверхзвуковой режим течения за критическим сечением). Отсюда получим значения параметров в критическом сечении

$$i_* = \frac{1}{4}(3i_0 + \alpha_0), \quad T_* = \frac{3}{4}T_0, \quad u_* = \sqrt{\frac{5}{3}T_* (1 + \alpha_0)} \quad (2.3)$$

Теперь, проинтегрировав систему (2.1), найдем

$$\rho = \rho_0 (T/T_0)^{3/2}, \quad u = \sqrt{5(1 + \alpha_0)(T_0 - T)}$$

Подставляя ρ и u в первое уравнение (2.1), имеем

$$\rho_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \sqrt{5(1 + \alpha_0)(T_0 - T)} = \frac{\rho_* u_*}{A} \quad (2.4)$$

Определив $\rho_* u_* = 0.726 \rho_0 \sqrt{T_0(1 + \alpha_0)}$ и подставив в (2.4), получим зависимость температуры от площади сечения сопла

$$\left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \left(1 - \frac{T}{T_0} \right)^{1/2} = \frac{0.324}{A} \quad (2.5)$$

Уравнение (2.5) использовалось для определения распределения параметров по длине сопла. При этом за переменную величину принималось отношение T / T_0 , так как в этом случае не надо было итерировать. После нахождения зависимости A от температуры определялись значения всех остальных параметров.

3. Равновесный поток. Для равновесного потока справедливы следующие положения: 1) степень ионизации α связана с температурой уравнением Саха; 2) электронная температура равна температуре тяжелых частиц, 3) будем считать, что энергия не излучается, т. е.

$$R = 0$$

Равновесный поток описывается той же системой уравнений (2.1), дополненной уравнением ионизации Саха

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha} = \frac{T^{5/2}}{\rho} \exp\left(-\frac{1}{T}\right) \quad (3.1)$$

Здесь в качестве характерной величины для $\bar{\rho}$ принято

$$\rho = 2 \left(\frac{2\pi m_e k}{h^2} \right)^{3/2} m_a \frac{g_i}{g_a} \left(\frac{I}{k} \right)^{3/2}$$

где h — постоянная Планка, g_a и g_i — статистические веса атома и иона.

Систему (2.1) и (3.1) можно проинтегрировать. Действительно, дифференцируя (3.1), получим

$$\frac{2-\alpha}{\alpha(1-\alpha)} d\alpha = \frac{3}{2} \frac{dT}{T} - \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dT}{T^2} \quad (3.2)$$

Исключая из второго и третьего уравнений (2.1) скорость u , имеем

$$^{5/2}(1+\alpha)dT + ^{5/2}Td\alpha + d\alpha - \rho^{-1}d\rho = 0 \quad (3.3)$$

Далее, дифференцируя уравнение состояния в системе (2.1) и исключая давление подстановкой его в уравнение (3.3), получаем

$$^{3/2}(1+\alpha)dT + (1+^{3/2}T)d\alpha - T(1+\alpha)\rho^{-1}d\rho = 0 \quad (3.4)$$

Решая это уравнение совместно с уравнением (3.2), получим

$$\left[\frac{3}{2} + \frac{(2-\alpha)(1+\alpha)}{\alpha(1-\alpha)} \right] d\alpha + d\left(\frac{1+\alpha}{T} \right) = 0$$

После интегрирования имеем

$$\frac{5}{2}\alpha + \frac{1+\alpha}{T} + 2 \ln \frac{\alpha}{1-\alpha} = \text{const} = C_0 \quad (3.5)$$

Постоянная C_0 определяется значениями параметров для заторможенного потока.

Таким образом, система из уравнений (2.1) и (3.1) свелась к системе алгебраических уравнений, где вместо второго уравнения в системе (2.1) берется уравнение (3.5). Для ее решения необходимо найти значения параметров потока в критическом сечении. В отличие от случая замороженного течения, где было получено выражение для T_* , исходя только из уравнения (2.2), для равновесного течения, где $\alpha = \alpha(A)$, уравнение (2.2) дополняется еще уравнением (3.5), и его можно преобразовать к следующему виду:

$$\left\{ 1 - \left[\frac{^{5/4}T(1+\alpha)}{i_0 - ^{5/2}T(1+\alpha) - \alpha} - \frac{3}{2} \right] \left[\frac{5T}{2} + 1 + \frac{5(1+\alpha)}{2} \frac{dT}{d\alpha} \right] \right\} \frac{d\alpha}{d\eta} = \frac{5T(1+\alpha)}{2A} \frac{dA}{d\eta} \quad (3.6)$$

В критическом сечении $dA/d\eta = 0$, а $d\alpha/d\eta \neq 0$, следовательно, выражение в фигурных скобках равно нулю. Таким образом, для точки $\eta = \eta_*$ относительно T_* и α_* получаем систему двух уравнений

$$\alpha_* - \alpha_*^2 + 5T_*^2 \left[\frac{(i_0 - \alpha_*) - \frac{5}{2}T_*(1 + \alpha_*)}{\frac{3}{2}(i_0 - \alpha_*) - 5T_*(1 + \alpha_*)} + \left(1 + \frac{5}{2}T_*\right)^2 \right]^{-1} = 0$$

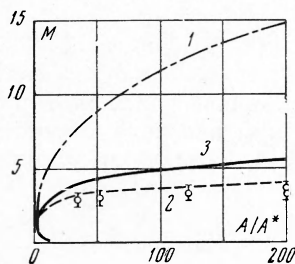
$$T_* = \frac{1 + \alpha_*}{C_0 - \frac{5}{2}\alpha_* - 2\ln[\alpha_*/(1 - \alpha_*)]} \quad (3.7)$$

Система уравнений (3.7) решалась методом итераций. Затем находилось произведение $\rho_* u_*$ и производился расчет всех остальных параметров равновесного течения. При этом для простоты в качестве независимой переменной принималась степень ионизации α .

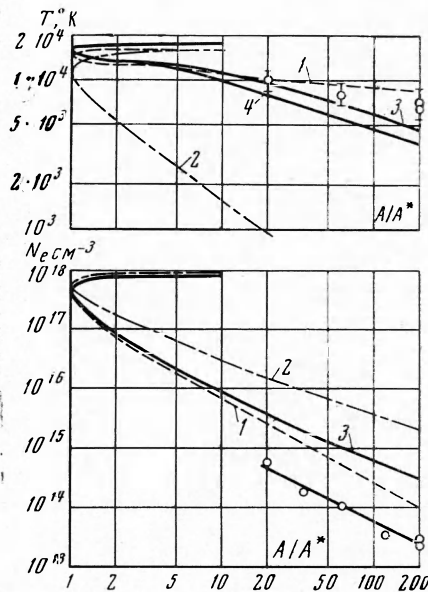
4. Релаксирующий поток. При расчете течения релаксирующего потока частично ионизованного аргона использовалось выражение для константы скорости рекомбинации в тройных столкновениях [3]

$$\beta = 5.2 \cdot 10^{-23} N_e T_e^{-9/2}, \text{ см}^3/\text{сек}$$

которое находится в согласии с квантовомеханическими расчетами Бейтса и др. [2]. Вообще говоря, эта формула справедлива для низких температур, когда захват электрона происходит на высокие уровни. Для высоких температур она приводит к завышенным значениям для скорости рекомбинации, но это завышение не превышает пяти-десяти раз даже для температуры порядка 10 000 К°. Учитывая эту неопределенность, расчет был проведен для трех значений константы скорости рекомбинации $10^{-1} \beta$, β и 10β , что позволило оценить чувствительность результатов расчета к величине константы скорости рекомбинации.



Фиг. 1



Фиг. 2

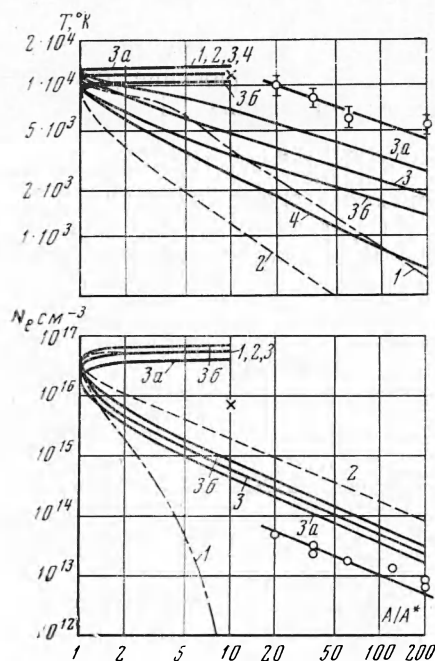
Что касается учета ионизации, то предполагалось, что она протекала стадийно, причем определяющей стадией был процесс возбуждения атомов из основного состояния. Поэтому при вычислении коэффициента ионизации δ использовалось сечение возбуждения атомов аргона [3]

$$\delta = 5 \cdot 10^{-11} \sqrt{T_e} \exp(-133000/T_e), \text{ см}^3/\text{сек}$$

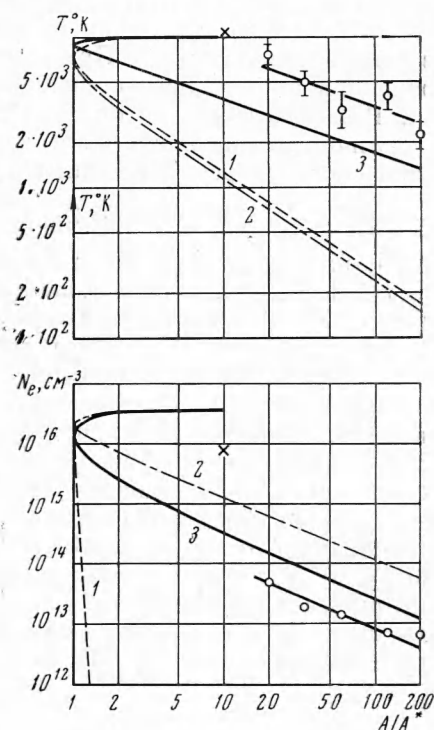
Заметим, что учет ионизации будет существенным только в дозвуковой области, где условия близки к равновесным. В области же сверхзвукового потока ионизацией можно пренебречь.

Как показали расчеты, распределение давления вдоль сопла мало меняется при переходе от равновесного потока к замороженному, поэтому расчет релаксирующего потока осуществлялся на ЭВМ БЭСМ-3М разностным методом для заданного распределения давления, соответствующего равновесному потоку.

При расчетах независимый параметр A менялся в двух диапазонах: дозвуковом ($9 \geq A \geq 1$) и сверхзвуковом ($1 \leq A \leq 220$). Следует отметить, что при расчете в точке входа в сопло получаются параметры, отличные на малую величину от заторможенных, так как скорость газа во входном сечении не равна нулю.



Фиг. 3



Фиг. 4

Расчет проводился для сопла, конфузорная часть которого была округлена по радиусу, равному диаметру критического сечения, а изменение площади в диффузорной части сопла описывается функцией

$$A = A_* + k(x - x_*)^2$$

где x_* — расстояние от входа до критического сечения; $k = \pi \operatorname{tg}^2 \theta$. Асимптотой диффузорной части сопла будет конус с полууглом при вершине θ . Расчет был выполнен для сопла с диаметром критического сечения 8 мм и $\theta = 15^\circ$. В качестве значений параметров заторможенного потока были выбраны значения, соответствующие равновесным условиям за фронтом отраженных ударных волн в аргоне для чисел Маха падающей ударной волны 7, 10, 17 и начальных давлений 1 и 10 мм рт. ст. Эти значения соответствовали условиям наших экспериментов.

Некоторые из наиболее интересных результатов расчета представлены на фиг. 1—4, где приведены графики газодинамических и термодинамических параметров аргона в зависимости от степени расширения потока (на фиг. 1 цифрами 1, 2 обозначены замороженный и равновесный потоки, соответственно; на фиг. 2—4 следующие обозначения: 1—

равновесный поток, 2 — замороженный, 3, а, б — электронная температура и плотность, соответствующие значениям константы скорости рекомбинации β , 10β , $10^{-1}\beta$, для случая релаксирующего потока, 4 — атомная температура для релаксирующего потока).

Из анализа результатов расчета следует, что значения ряда параметров существенно зависят от характера течения. Особенно большая разница имеет место для электронной температуры и плотности. Число Маха потока также будет весьма чувствительной функцией, зависящей от режима течения, но только для больших начальных степеней ионизации. С уменьшением степени ионизации указанная разница для большинства параметров быстро падает, оставаясь существенной только для электронной плотности и температуры. Это обстоятельство учитывалось при выборе методики экспериментального исследования.

5. Экспериментальная установка. Экспериментальное изучение течения частично ионизованного аргона проводилось на ударной аэродинамической трубе, которая состояла из ударной трубы с соплом, барокамеры и измерительной аппаратуры.

Ударная труба, подробно описанная в работе [4], имеет камеру высокого давления длиной 3 м, рассчитанную на максимальное рабочее давление 2000 атм и камеру низкого давления длиной 9,1 м, диаметром 80 мм, рассчитанную на давление 700 атм. Камера низкого давления заканчивается рабочей секцией, вдоль которой установлены три пьезодатчика давления из титаната бария, служащие для измерения скорости распространения падающей ударной волны и запуска через блок синхронизации ждущих разверток измерительных осциллографов и лампы вспышки.

Для генерирования сильных ударных волн в камере высокого давления сжигалась водородокислородная смесь.

Ударная труба заканчивалась соплом, которое крепилось к торцу трубы и располагалось в барокамере. Барокамера объемом 0,8 м³ имела смотровые окна диаметром 200 мм, в поле зрения которых располагались выходное сечение сопла и полуклин с острой передней кромкой. Это давало возможность получать картину обтекания полуклина, установленного на выходе сопла, потоком газа, истекающим из области за отраженной ударной волной. Линии малого возмущения и скачки уплотнения, возникающие при обтекании полуклина, визуализировались методом однократной съемки тепловоскопической картины, полученной с помощью прибора ИАБ-451. В качестве импульсного источника света использовалась однократная искровая установка со временем вспышки примерно 5 мксек. Синхронизация вспышки лампы с исследуемым процессом течения осуществлялась специальной схемой с регулируемой задержкой, причем запуск блока синхронизации осуществлялся электрическим зондом, установленным на выходе сопла.

Эксперименты проводились по двухмембранной схеме, канал камеры низкого давления ударной трубы отделялся от сопла тонкой целлофановой мембраной, что давало возможность откачивать ударную трубу и барокамеру с соплом до разных начальных давлений.

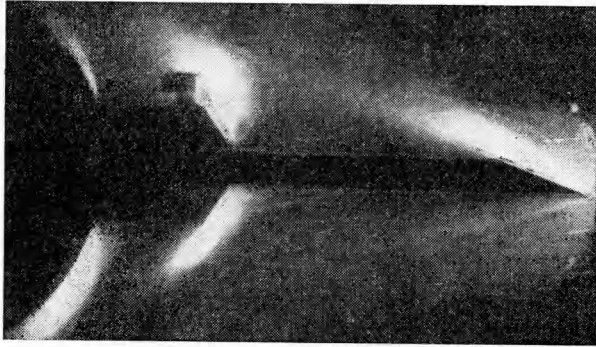
Барокамера откачивалась до давления 10^{-4} мм рт. ст., камера низкого давления до 10^{-3} мм рт. ст., причем натекание в последнюю камеру составляло 10^{-3} мм рт. ст. за 30 мин.

В экспериментах использовались сопла из нержавеющей стали, причем конфузорная часть у всех сопел была одинаковой, а диффузорная отличалась длиной и, следовательно, диаметром выходного сечения. В опытах использовался набор сопел с отношением площадей выходного к критическому сечению 20, 35, 60, 120, 200.

6. Результаты исследования течения ионизованного аргона газодинамическим методом. При использовании методики ударной аэродинамической трубы важным будет вопрос о времени существования стационарного течения в сопле однородной по параметрам плазмы. Это время определялось экспериментальным путем при помощи специального зонда, установленного на выходе из сопла. Было показано, что для начального давления аргона 1 мм рт. ст. время стационарного течения изменяется примерно от 100 до 200 мксек при изменении числа падающей ударной волны от 18 до 10. С увеличением начального давления время стационарного течения соответственно возрастало.

Выше отмечалось, что при больших степенях ионизации число M потока плазмы, расширяющегося в гиперзвуковом сопле, в значительной степени зависит от режима течения. При этом расчеты для равновесного и замороженного потоков по существу определили возможные пределы изменения числа M потока в зависимости от величины скорости электрон-ионной рекомбинации.

Число M потока в наших экспериментах определялось по углу наклона линий малого возмущения, распространяющихся, например, от острия полуклина. На фиг. 5 приведена теплеровская фотография обтекания полуклина для числа M падающей ударной волны 17. Отчетливо видны



Фиг. 5

линия малого возмущения и косой скачок уплотнения. Число M потока определялось из угла наклона линии малого возмущения в соответствии с выражением $\sin \alpha = 1 / M$.

Этим методом исследовалось течение ионизованного аргона в расширяющемся сопле для наиболее благоприятных условий с точки зрения влияния электрон-ионной рекомбинации на динамику плазмы.

Эти условия соответствовали малой плотности и большому значению степени ионизации за фронтом отраженной ударной волны. Начальное давление в этих опытах составляло 1 мм рт. ст. При этом для ударных волн с числом $M = 17$ температура за отраженной ударной волной равнялась $15\,580^\circ \text{K}$, а степень ионизации составляла примерно 0.5.

На фиг. 1 результаты этих опытов сопоставлены с результатами упомянутых выше расчетов по зависимости числа M потока от степени расширения. Из рассмотрения данных следует, что точки группируются близко к кривой, соответствующей равновесному режиму течения. Некоторое расхождение экспериментальных данных и расчетной кривой связано с возможными ошибками. Помимо ошибок в измерении угла наклона линий малого возмущения, что на графике отражено вертикальными штрихами, этой методике присущи ошибки, связанные с неоднородностью течения, неточностью в установке полуклина, а также с образованием пограничного слоя. Однако, как показал анализ, учет этих ошибок не приводит к существенному изменению полученных результатов.

Таким образом, приведенные выше экспериментальные данные свидетельствуют о том, что течение частично ионизованного аргона в соплах близко к равновесному, т. е. скорость электрон-ионной рекомбинации при больших степенях ионизации оказывается достаточно большой и она успевает «следить» за изменением состояния газа в ходе его расширения. Естественно, однако, предположить, что при больших степенях расширения и относительно малых степенях ионизации произойдет нарушение ионизационного равновесия, но это уже не может привести к существенному изменению числа Маха потока, и использовавшийся выше газодинамический метод в этих условиях оказывается непригодным. Поэтому для исследования поведения электронной компоненты при расширении ионизованного аргона в соплах в дальнейшем использовался зондовый метод.

7. Зондовые измерения параметров плазмы, расширяющейся в сопле. Зондовый метод нашел широкое применение в диагностике плазмы, так как в принципе позволяет определить электронную температуру и плотность. Его достоинством является простота и локальность измерений, недостатком — контактность метода и сложность теории в случае плотной плазмы.

Теория электростатических зондов рассмотрена в ряде работ, наиболее обстоятельный анализ которых приведен в обзоре [5].

В данной работе электронная температура определялась по началу нарастания электронного тока на вольт-амперной характеристике зонда. В этой области для случая отталкивательного потенциала ток на зонд определяется выражением

$$i = i_i - i_e \exp \left[\frac{-e(V - V_0)}{kT_e} \right]$$

Здесь i , i_i , i_e — соответственно плотности полного, ионного и электронного токов на зонд; V и V_0 — потенциал зонда и плазмы относительно Земли.

Учитывая, что в области нарастания электронного тока изменением ионного тока можно пренебречь, нетрудно получить следующее выражение;

$$\frac{d}{dV} \ln \frac{dj}{dV} = \frac{1.16 \cdot 10^4}{T_e}$$

которое использовалось для определения электронной температуры при обработке экспериментальных данных.

Концентрация электронов в сопле определялась по ионному току насыщения. При этом расчет проводился по уточненной формуле, предложенной Бомом и учитывающей проникновение поля зонда за пределы области пространственного заряда, что приводит к увеличению собираемого ионного тока

$$i_i = 0.61 n_i e S \left(\frac{kT_e}{M} \right)^{1/2}$$

Здесь n_i — плотность ионов, равная электронной плотности; M — масса иона; S — площадь поверхности зонда.

Эта формула применима только для разреженной плазмы, в которой длина свободного пробега ионов больше толщины пространственного заряда: это условие выполнялось при проведении измерений в сопле.

При определении электронной концентрации в плотной плазме за отраженной ударной волной использовалось выражение, полученное в работе [6], которое связывает ионный ток насыщения с электронной температурой и концентрацией ионов в невозмущенной плазме

$$n_i T_e = 2 \cdot 10^{12} \frac{a}{\lambda} \sqrt{AT} i_i \ln \frac{l}{ax_0}$$

Здесь a и l — радиус и длина зонда, x_0 — отношение радиуса пространственного заряда к радиусу зонда, A — атомный вес, T — температура атомов, λ — длина свободного пробега ионов.

Длина свободного пробега ионов вычислялась по сечению перезарядки Q для малых скоростей частиц, выражение которой дано в работе [7], для атомных газов

$$Q = \left[\frac{10^{-13}}{\sqrt{\pi I}} \ln \left(\frac{\sqrt{\pi I}}{v} e^{31} \right) \right]^2$$

Здесь I — потенциал ионизации в эргах; v — относительная скорость ионов, усредненная по распределению Максвелла, которая в первом приближении равна

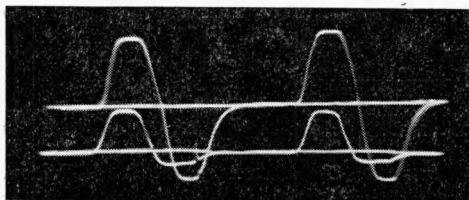
$$\sqrt{2V} \quad (V — средняя арифметическая скорость)$$

В экспериментах использовался одинарный плоский зонд, представлявший собой прямоугольную стальную пластинку размером $1.4 \times 3.3 \times 0.8$ мм. Зонд устанавливался на выходе сопла таким образом, что его токособирающие поверхности были строго параллельны потоку. Это давало возможность исключить влияние скорости потока на собираемый зондом ток.

Кратковременность работы ударной аэродинамической трубы потребовала разработки специальной методики, позволившей снять вольт-амперную характеристику зонда за время порядка $10 \div 20$ мксек. Для этого был собран генератор импульсов определенной формы с линейно падающим участком от $+13$ в до -13 в за время порядка $10 \div 12$ мксек. Импульс необходимой формы получался с помощью двух синхронизированных генераторов пилообразного напряжения, усиливался двухтактным усилителем мощности с трансформаторным выходом, зашунтированным сопротивлением 2 ом. Мощность генератора в импульсе равнялась 25 ватт.

Последовательно с зондом включалось нагрузочное сопротивление, падение напряжения на котором подавалось на дифференциальный усилитель и регистрировалось осциллографом ОК-17. На втором луче этого осциллографа записывался сигнал на выходе генератора. Разность между этими напряжениями определяет падение напряжения непосредственно на зонде. На фиг. 6 представлена одна из типичных осциллограмм тока на зонд. Из полученных таким образом осциллограмм строилась вольт-амперная характеристика, которая обрабатывалась затем в соответствии с упомянутой выше методикой.

Были проведены две серии опытов при начальном давлении аргона 1 мм рт. ст. для значений числа Маха падающей ударной волны 17 и 10 и одна серия для числа M , равного 7 при начальном давлении 10 мм рт.ст. Результаты этих опытов представлены в виде точек на фиг. 2—4.



Фиг. 6

Из данных, полученных для $M = 17$, следует, что электронная температура близка к равновесной, в то время как экспериментальные значения электронной плотности лежат за пределами возможных значений и примерно в пять раз меньше значений, соответствующих даже равновесному режиму течения. Этот результат свидетельствует, по-видимому, о существенном

влиянии радиационного охлаждения на параметры плазмы за отраженной ударной волной. За счет потерь на излучение истинные значения температуры и электронной плотности уменьшаются по сравнению с расчетными равновесными значениями. Определить их зондовым методом не удалось, так как для столь плотной плазмы трудно было получить ионный ток насыщения. Учитывая эти трудности, а также тот факт, что для этого режима имеет место сравнительно небольшая разница в значениях электронной плотности для равновесного и замороженного потоков, перейдем на менее сильные ударные волны, для которых эта разница значительно больше.

На фиг. 3 приведены результаты опытов для $M = 10$ и $p = 1$ мм рт.ст. (в этом случае температура за отраженной ударной волной равнялась $11\,300^\circ\text{K}$, а степень ионизации 0.10). Для этого режима зондовым методом была определена электронная температура и плотность за отраженной ударной волной (экспериментальные значения нанесены крестиками). Из полученных данных следует, что, во-первых, электронная концентрация за отраженной ударной волной почти в шесть раз меньше расчетных равновесных значений, что, вероятно, также связано с радиационным охлаждением газа, во-вторых, экспериментальные значения электронной плотности по длине сопла находятся ближе к параметрам замороженного, чем к параметрам равновесного потока. Таким образом, имеет место ярко выраженное явление «закалки» ионизации. При этом экспериментальные значения электронной плотности расположились ниже расчетной кривой для релаксирующего потока. Однако если учесть изменение начального состояния за счет радиационного охлаждения, то согласие расчетных и экспериментальных данных будет хорошим. При этом экспериментальные значения будут находиться в лучшем соответствии с расчетной кривой для релаксирующего потока, полученной для значения константы скорости рекомбинации 0.1β , в-третьих, экспериментальные значения электронной температуры на всей длине сопла значительно превышают расчетные значения электронной температуры.

Аналогичные результаты (фиг. 4) были получены в другой серии опытов: $M = 7$, $p = 10$ мм рт. ст. (температура за отраженной ударной волной равна 9800°K , степень ионизации 0.02). Только в этом случае имело место лучшее согласие между расчетными и экспериментальными значениями электронной плотности как в заторможенном потоке, так и по длине сопла.

В заключение следует подчеркнуть, что для условий опытов, как это следует из сопоставления экспериментальных и расчетных данных, величина константы скорости рекомбинации примерно на порядок меньше теоретических значений [2]. Это объясняется тем, что, как отмечалось выше, в условиях опытов рекомбинация происходит на более низкие уровни.

Ионизационная закалка наблюдалась фактически на всех режимах работы, и замороженная степень ионизации была порядка 10^{-2} .

Превышение экспериментально определенных значений электронной температуры над расчетными, по-видимому, свидетельствует о недостаточном учете всех процессов, влияющих на поведение электронной температуры. Кстати, этот факт согласуется с данными работы [8], в которой отмечалось, что электронная температура при течении газа в сопле замораживалась при значениях, соответствующих значению электронной температуры в горле сопла. Здесь, вероятно, следует учесть, что при рекомбинации в тройных столкновениях электрон захватывается на один из верхних уровней атома, а затем под действием электронных ударов второго рода возбужденный атом последовательно переходит в одно из нижних состояний. Таким образом, на поведение электронной температуры существенное влияние оказывает процесс дезактивации возбужденных атомов. Оценки показывают, что для условий экспериментов характеристическое время дезактивации для электронных ударов второго рода примерно на порядок меньше времени пребывания газа в сопле и времени обмена энергией между электронами и тяжелыми частицами.

Однако прежде чем уточнить исходную систему уравнений и дополнить ее кинетическими уравнениями для заселенностей уровней атома, целесообразно проверить наши зондовые измерения одним из спектроскопических методов.

В заключение авторы выражают благодарность Ю. П. Райзеру за полезные обсуждения, а В. П. Зимакову и И. К. Селезневой за помощь при выполнении работы.

Поступила 24 II 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Talbot L., Chon Y. S., Robben F. Expansion of a partially ionized gas through a supersonic nozzle. Rept No. AS-65-14, AFOSR Grant 538-65, Univ. California, 1965.
2. Bates D. R., Kingston A. E., Mewhirter R. W. P. Recombination between electrons and atomic ions. Proc. Roy. Soc., Ser. A, 1962, vol. 267, No. 1330. (Рус. перев.: Физ. и техн. плазмы, Экспресс-информация, ВИНТИ, 1962, № 34, 19.)
3. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
4. Козлов Г. И., Райзер Ю. П., Ройтенбург Д. И. Ионизационная релаксация за фронтом ударных волн в аргоне, содержащем примесь воздуха. ПМТФ, 1968, № 1.
5. Диагностика плазмы. М., «Мир», 1967.
6. Захарова В. М., Каган Ю. М., Мустафин К. С., Перель В. И. О зондовых измерениях при средних давлениях. Ж. техн. физ., 1960, т. 30, вып. 4.
7. Попеску Иовицу И., Ионеску Паллас Н. Резонансная перезарядка и кинетика ионов. Ж. техн. физ., 1959, т. 29, вып. 7.
8. Hurler I. R., Russo A. L., Hall J. G. Spectroscopic studies of vibrational nonequilibrium in supersonic nozzle flows. J. Chem. Phys., 1964, vol. 40, No. 8, pp. 2076-2089.