

**О СТРУКТУРЕ ПЛАЗМЕННЫХ ОБРАЗОВАНИЙ
У ПОВЕРХНОСТИ ЦИЛИНДРА
В ПОТОКЕ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА**

В. А. Шувалов

(Днепропетровск)

В потоке частично ионизованного газа у поверхности тел нередко возникают плазменные образования с концентрацией заряженных частиц, отличающейся от значений последней в невозмущенной среде. Присутствие таких образований изменяет функциональные характеристики различных систем. Исследование условий формирования и структуры возмущенной зоны в присутствии плазменных образований важно для понимания особенностей взаимодействия тел с потоком разреженного частично ионизованного газа.

Система уравнений, описывающих поведение плазмы в возмущенной зоне около тела в потоке частично ионизованного газа низкой плотности, — система кинетических уравнений Власова и уравнений самосогласованного поля с граничными условиями, заданными в невозмущенной среде и на поверхности тела. Решение такой системы сопряжено со значительными трудностями. Решение задачи получено численно при довольно строгих ограничениях. Поэтому при изучении особенностей формирования и структуры возмущенной зоны около тел в потоке разреженной плазмы существенное значение приобретают экспериментальные исследования.

В данной работе приведены результаты исследования структуры возмущенной зоны около поверхности металлического цилиндра в гиперзвуковом потоке частично ионизованного газа при наличии плазменных образований, обусловленных влиянием собственного магнитного поля, потенциала поверхности тела и инжекции нейтрального газа с последующей ионизацией его электронным ударом.

1. Экспериментальные исследования проводились на плазменной газодинамической установке в потоке частично ионизованного азота, генерируемом плазменным газоразрядным ускорителем. Поток плазмы поступал в рабочую камеру, давление остаточных газов в которой составляло $\sim (1-1,3) \cdot 10^{-4}$ Па. Параметры плазмы при давлении в рабочей камере $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ Па измерялись с помощью подвижных электростатических зондов трех типов: одиночного цилиндрического зонда, плоского зонда с рабочей поверхностью диаметром 3,5 мм, выполненного из молибдена, цилиндрического зонда, выполненного в виде термоанемометра [1], с рабочей частью, изготовленной из вольфрамовой нити диаметром 0,06 и длиной 6,5 мм, и многоэлектродного зонда-анализатора. Одиночный цилиндрический зонд был изготовлен из молибденовой нити диаметром 0,09 и длиной 4,0 мм.

Измерение зондовых характеристик и производных зондового тока проводилось в автоматическом режиме с регистрацией на двухкоординатном самописце. Схема зондовых измерений с регистрацией вольт-амперных характеристик на самопишущем миллиамперметре постоянного тока, работающем в комплекте с фотоусилителем, с использованием магазина сопротивлений в качестве измерительного сопротивления позволяет фиксировать с плавной регулировкой потенциала зонда от 0 до 250 В зондовые токи в диапазоне $1 \cdot 10^{-7} - 1,5 \cdot 10^{-1}$ А. Погрешность измерения индивидуальной вольт-амперной характеристики не превосходит $\pm 2\%$. Для измерения производных зондового тока по напряжению использовался метод гармоник [2]. Блок-схема системы измерений производных зондового тока приведена в [3]. Так как производные зондового тока использовались только для определения потенциала плазмы ϕ_0 , калибровка амплитуд гармоник зондового тока не проводилась.

Особое внимание при измерениях вольт-амперных характеристик уделялось чистоте поверхности зондов. Непосредственно перед проведением измерений рабочие поверхности датчиков облучались потоком плазмы и подвергались принудительному прогреву до температуры ~ 1500 К. Ионная ветвь характеристики снималась, начиная с ~ -250 В. Рабочие поверхности зондов очищались за счет интенсивной бомбардировки ионным потоком. Это дает возможность исключить влияние поверхностных загрязнений на результаты зондовых измерений.

Направленное движение не исказило вид зондовой характеристики. Потенциал плазмы определялся по методу второй производной, а также по электронной части зондовой характеристики, построенной в полулוגарифмическом масштабе. Схема измерения производных зондового тока позволяет также регистрировать в ходе эксперимента плазменные шумы в цепи зонда, что дает возможность контролировать точность измерения потенциала плазмы φ_0 . Максимум плазменных шумов соответствует потенциалу пространства. Следует отметить, что потенциалу плазмы, найденному по точке $d^2I_e/dV^2 = 0$ и максимуму шумов, лучше соответствует начало отклонения полулוגарифмической характеристики от прямолинейности, чем точка пересечения асимптот. Аналогичное явление наблюдалось при определении потенциала пространства с применением цилиндрического зонда, выполненного в виде термоанемометра и работавшего в режиме термозонда. Потенциал плазмы определялся по точке расхождения характеристик холодного и нагретого зондов. Разброс измеренных значений потенциала плазмы не превосходит $\pm 4\%$.

Вольт-амперные характеристики $\lg I_e = f(V)$ имели четко выраженный прямолинейный участок. Это позволило определить температуру электронов обычным способом.

Для определения концентрации заряженных частиц использовалась электронная ветвь вольт-амперной характеристики цилиндрического зонда, ориентированного перпендикулярно потоку:

$$(1.1) \quad N_e = 2\sqrt{\pi}I_{0e}/[Ae(2kT_e/m_e)^{0,5}];$$

$$(1.2) \quad N_e = [(em_eV)^{0,5}/1,4e^2al](dI_e/dV);$$

$$(1.3) \quad N_e = I_e/[ale(8eV/m_e)^{0,5}].$$

Здесь A — площадь рабочей поверхности зонда; a — радиус; l — длина зонда; I_{0e} — ток на зонд при потенциале плазмы ($V = \varphi - \varphi_0 = 0$).

Сравнение результатов определения концентрации заряженных частиц в потоке разреженной плазмы показывает, что применение формул (1.1)—(1.3) для разных участков электронной ветви вольт-амперной характеристики цилиндрического зонда дает разброс локальных значений концентрации заряженных частиц в пределах полосы, характеризующейся множителем 3 [4, 5]. В основе такого разброса лежат неопределенность выбора величины I_e , соответствующей потенциалу плазмы, а также отличие реальной зондовой характеристики от идеальной из-за эффектов вторичной эмиссии, отражения электронов и т. п. Поэтому для повышения точности определения N_e параллельно с зондовым использовался метод СВЧ-диагностики с применением интерферометра 3-см диапазона. Схема СВЧ-интерферометра приведена в [6]. Результаты определения N_e , вычисленные для I_e , измеренного плоским и цилиндрическим зондами в точке верхней асимптоты характеристики $\lg I_e = f(V)$, соответствующей значениям $\varphi = \varphi_0$, найденным при $d^2I_e/dV^2 = 0$, удовлетворительно согласуются с результатами СВЧ-диагностики [6]. Это позволило в предположении квазинейтральности плазмы $N_e \simeq N_i$ оценить величину массовой скорости потока U_∞ по ионной ветви вольт-амперной характеристики плоского зонда. Так как в плазменной струе разброс ионов по скоростям мал по сравнению со скоростью их направленного движения, ионная часть вольт-амперной характеристики плоского зонда, ориентированного перпендикулярно потоку, имеет четко выраженное насыщение:

$$(1.4) \quad I_i = AeN_iU_\infty.$$

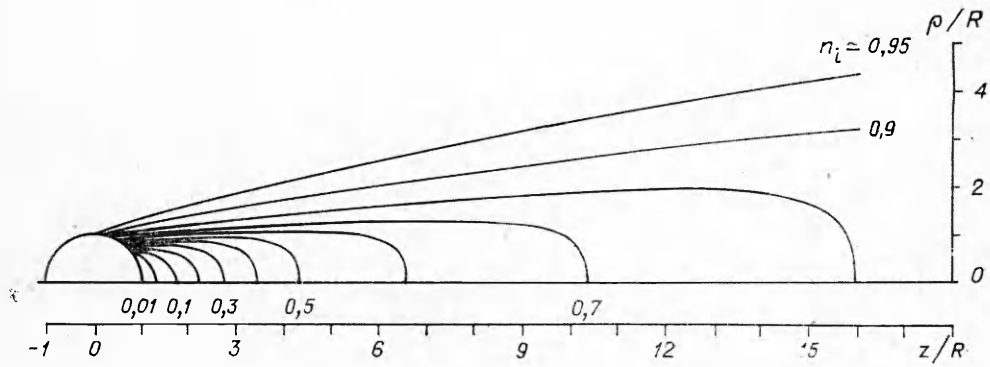
Энергия ионов потока определялась по величине локального потенциала плазмы относительно анода источника. Полученные значения энергии ионов удовлетворительно согласуются со значениями, найденными с применением многоэлектродного зонда-анализатора и по характеристике плоского зонда. Разброс полученных значений энергии ионов потока не превосходит $\pm 4,5\%$.

Одиночный цилиндрический зонд, применяемый при измерениях параметров потока плазмы, может совершать вращения вокруг горизонтальной и вертикальной осей от 0 до 212° . Вертикальное и горизонтальное вращения необходимы для получения абсолютного максимума ионного тока. Отношение $(j_i/j_i^\infty)_{\max}$ при $\theta = 0$, где $j_i^\infty \approx 2alN_i e U_\infty (\sin^2 \theta - 2eV/MU_\infty^2)^{0,5}$, использовалось в соответствии с теорией концевой эффетки цилиндрического зонда [7] для определения температуры ионов потока [8]. Оказалось, что температура ионов T_i , как и температура электронов $T_e \approx 3,5 - 4$ эВ, практически постоянна в рабочей части потока, $T_e/T_i \approx 4 - 7$.

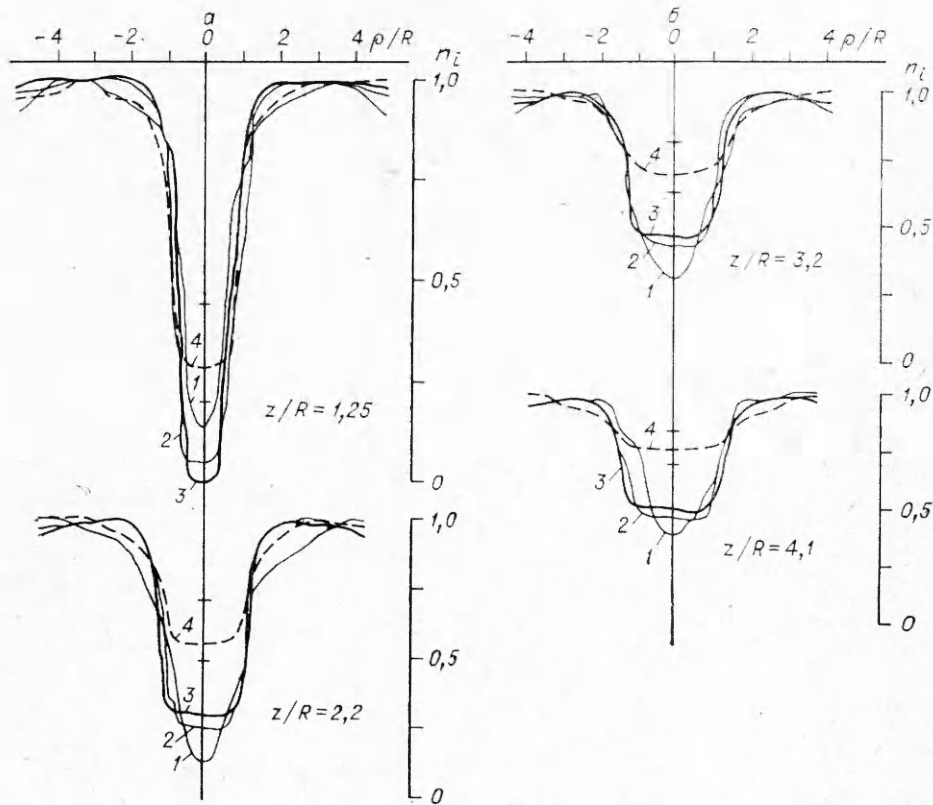
2. Исследования структуры возмущенной зоны около ориентированного перпендикулярно вектору скорости набегающего потока цилиндра радиусом $R = 3,1$ см и длиной $L = 21$ см проводились в рабочей части струи с минимальным градиентом параметров в осевом направлении (фиг. 2 [9]). Цилиндр установлен в сечении струи с равномерным распределением параметров: напряженностью внешнего магнитного поля $H = 2 \text{ Э}$, т. е. $R/\rho_i \approx 1 \cdot 10^{-3}$, $R/\rho_e \approx 1,0$ (ρ_α — ларморовский радиус частиц сорта α), массовой скоростью $U_\infty \approx 21$ км/с, концентрацией заряженных частиц $N_\infty \approx 3,7 \cdot 10^9$ см $^{-3}$. В корпус металлического цилиндра помещено устройство с рабочим плазмообразующим веществом типа [10]. На поверхности тела находился изолированный от модели дренированный элемент (цилиндрический сегмент с центральным углом $\sim 20^\circ$ и длиной 30 мм).

Фиг. 1 иллюстрирует структуру плазменного образования, обусловленного режимом обтекания цилиндра сверхзвуковым потоком частично ионизованного газа (спутный след) при $U_\infty/\sqrt{2kT_e/M} \approx 4,3$, $R/\lambda_d \approx 126$, $\Phi_s = e\varphi_s/kT_e \approx -1,1$ и $\Phi_s = \Phi_\varphi \approx e\varphi_\varphi/kT_e$ (φ_s — потенциал тела, φ_φ — потенциал дренированного элемента поверхности относительно потенциала плазмы, λ_d — дебаевский радиус в рабочем сечении струи). Распределения нормированной $n_i = I_i(\text{след})/I_i^\infty$ концентрации ионов получены посредством измерения тока на плоский зонд в различных сечениях по длине следа при фиксированном потенциале, соответствующем области насыщения ионной ветви вольт-амперной характеристики. Здесь $I_i(\text{след})/I_i^\infty$ — отношение возмущенного ионного тока к его невозмущенному значению в том же сечении $z/R = \text{const}$; z обозначим расстояние от центра модели в направлении потока; ρ — расстояние от центра модели в поперечном направлении; R — радиус модели. Поскольку скорость потока U_∞ практически постоянна в следе, ионный ток при фиксированном потенциале пропорционален концентрации ионов (1.4).

Методика создания у поверхности тела искусственных плазменных образований за счет инжекции нейтрального газа с последующей ионизацией его электронным ударом [10] предусматривает наличие на поверхности тела положительно заряженных дренированных элементов. Чтобы оценить влияние конструкционного отличия используемого цилиндра с изолированным элементом на поверхности от гладкого металлического цилиндра и выделить вклад каждого из факторов (потенциал поверхности и инжекция нейтрального газа), проведены исследования структуры следа за телом при различных потенциалах на поверхности цилиндра. Влияние потенциала поверхности цилиндра на характер распределения концентрации заряженных частиц в ближнем следе показано на фиг. 2. Здесь приведены типичные семейства радиальных профилей нормированной плотности ионов, измеренной плоским зондом, на различных расстояниях вниз по потоку. Кривая I соответствует положительному потенциалу по-



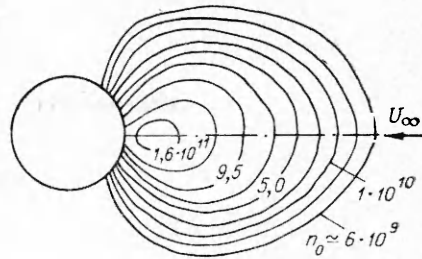
Ф и г. 1



Ф и г. 2

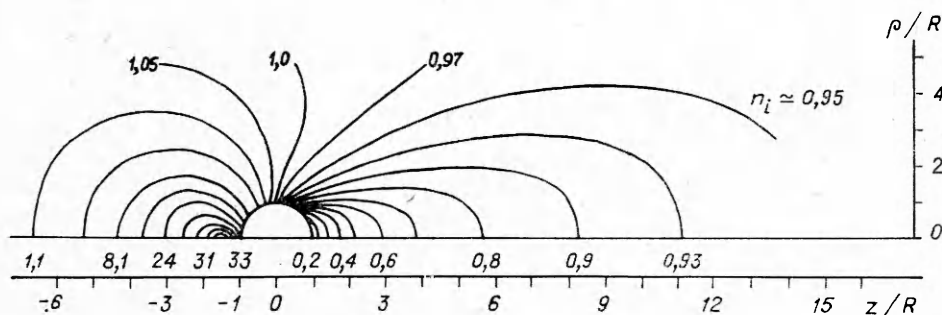
верхности цилиндра $\Phi_s = \Phi_0 \approx +9,7$. Кривая 2 относится к случаю, когда дренированный элемент обращен навстречу потоку и находится под положительным потенциалом $\Phi_0 \approx +9,7$, а остальная часть поверхности цилиндра имеет отрицательный потенциал $\Phi_s \approx -1,1$. Кривой 3 обозначены профили нормированной плотности ионов в следе за цилиндром, когда дренированный элемент имеет потенциал $\Phi_0 \approx +9,7$, а остальная поверхность модели $\Phi_s \approx -10,1$. При этом профили плотности ионов практически не отличались от последних в следе за цилиндром, вся поверхность которого имела отрицательный потенциал $\Phi_s = \Phi_0 \approx -10,3$. Сравнение значений плотности заряженных частиц для различных вариантов распределения потенциала на поверхности (фиг. 1, 2) свидетельствует о слабом влиянии потенциала дренированного элемента, ориентированного навстречу потоку, на структуру следа за телом, если площадь поверхности цилиндра значительно превосходит площадь поверхности

дренированного элемента. Распределение частиц в следе за цилиндром с дренированным элементом на поверхности при $\Phi_s = \Phi_0$ в пределах погрешности, обусловленной разбросом параметров потока и условий обтекания, согласуется с результатами измерений n_i в следе за гладким цилиндром с однородной металлической поверхностью (см. фиг. 3 работы [11]). Неоднородность поверхности цилиндра при $\Phi_s = \Phi_0$ практически не влияет на характер распределения частиц в следе за телом.

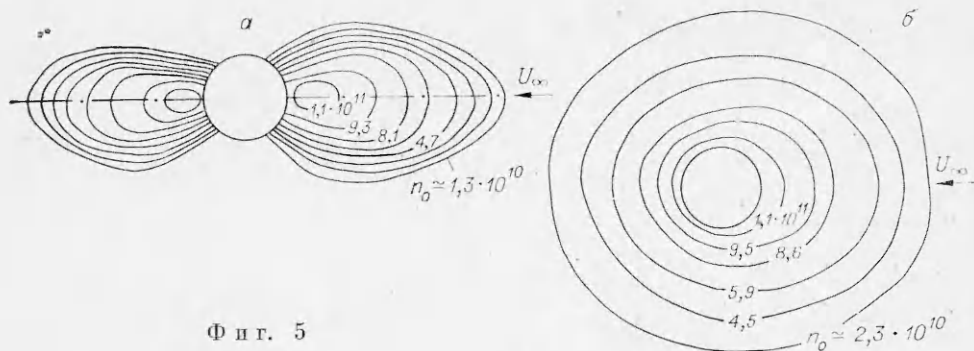


Ф и г. 3

3. Для создания искусственных плазменных образований у поверхности цилиндра использовалась методика [10]. На фиг. 3 показана структура плазменного образования (вид сверху), полученного при $\Phi_0 \approx +9,3$ и «плавающим» потенциале остальной поверхности цилиндра $\Phi_s \approx -8,1$, когда дренированный электрод ориентирован навстречу набегающему потоку. Концентрация заряженных частиц определялась по электронной ветви вольт-амперной характеристики цилиндрического зонда, ориентированного перпендикулярно вектору скорости потока ($n_0 = N_e$). Появление плазменного образования у лицевой поверхности цилиндра изменило радиальные профили нормированной плотности заряженных частиц на различных расстояниях в следе (штриховая линия 4, фиг. 2). Происходит заполнение следа медленными ионами, образующимися при ионизации паров рабочего вещества и перезарядке ионов потока на плазменном образовании. Давление в рабочей камере при этом возросло до $\sim 4,4 \cdot 10^{-3}$ Па. Распределение концентрации заряженных частиц (линии равной концентрации) в горизонтальной плоскости течения, измеренное цилиндрическим зондом, выполненным в виде термоанемометра, показано на фиг. 4, где $n_i \approx (N_e \approx N_i)/N_i^\infty$. По результатам зондовых измерений в плазменном образовании у лицевой поверхности цилиндра присутствовали две группы электронов: одна с температурой, равной температуре электронов в набегающем потоке, и другая с температурой $T_e \approx 2$ эВ. По-видимому, это группа электронов, возникших в результате ионизации паров рабочего вещества (в данном случае полимеризованной эпоксидной смолы). Размеры, структура плазменного образования и уровень концентрации заряженных частиц в следе за цилиндром существенно изменялись с изменением потенциала дренированного электрода. С изменением потенциала дренированного электрода от $\Phi_0 \approx +6$ до $\Phi_0 \approx +28$ максимальное значение концентрации заряженных частиц в плазменном облаке изменялось от 10^{10} до 10^{12} см $^{-3}$. Потенциал остальной поверхности цилиндра изменялся в пределах $-9,8 \leq \Phi_s \leq -5,4$. Соответствующий уровень изменения концентрации заряженных частиц в следе обозначен на фиг. 2, штриховыми линиями. Структура периферийной части плазменных образований, генерируемых у лицевой поверхности цилиндра при



Ф и г. 4



Ф и г. 5

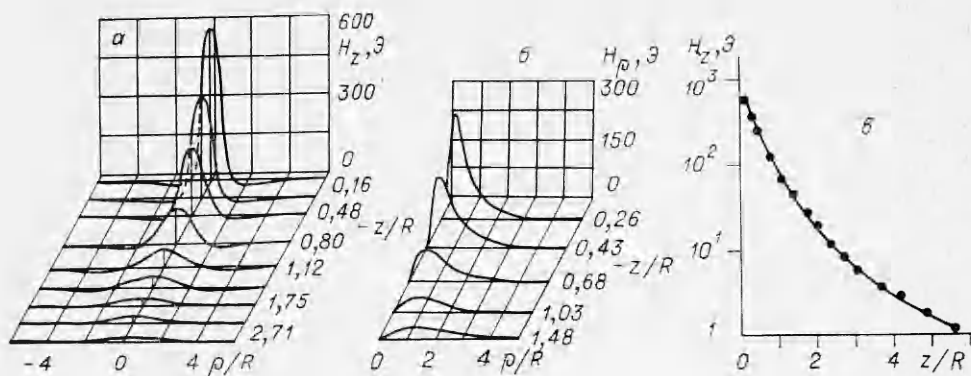
различных потенциалах дренированного электрода, качественно согласуется с полем плотности от свободномолекулярного источника, расположенного в точке максимума нормированной плотности заряженных частиц [12].

С учетом диапазона изменения Φ_0 и Φ_s в присутствии у поверхности модели плазменных облаков и без них данные, приведенные на фиг. 1, 2 и 4, характеризуют влияние вдува нейтрального газа с последующей ионизацией его электронным ударом на структуру возмущенной зоны около металлического цилиндра в потоке разреженного частично ионизованного газа.

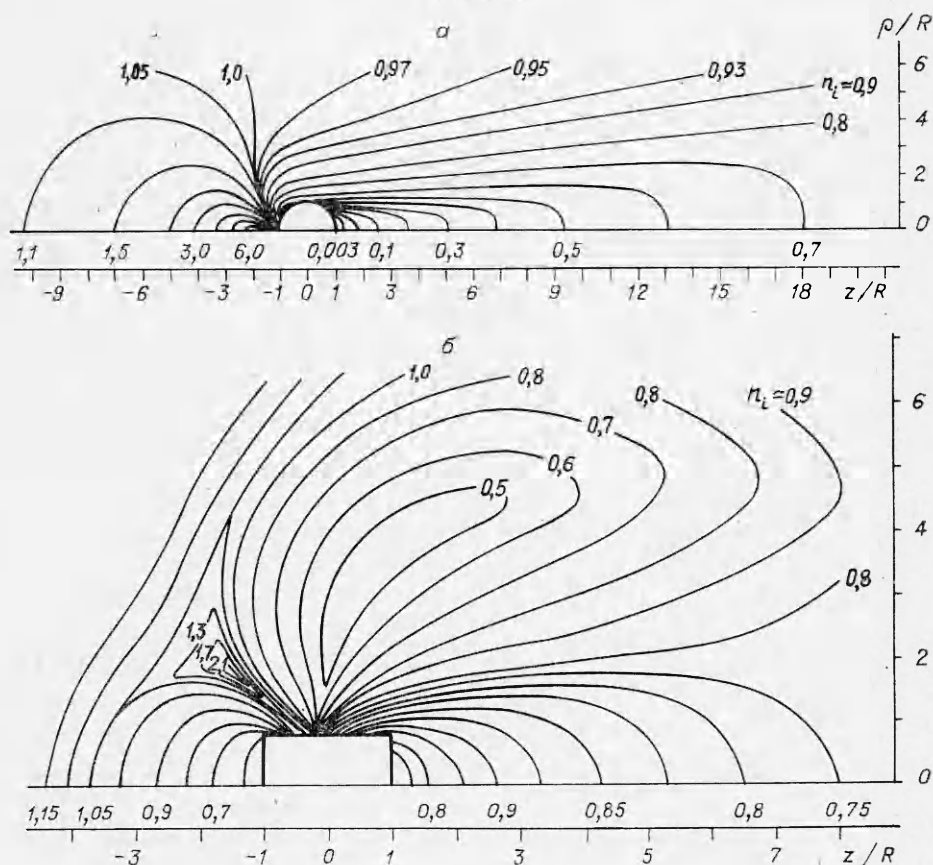
В ходе проведения эксперимента модель, расположенная на координатнике, могла совершать круговые вращения вокруг вертикальной оси. При этом для фиксированных значений потенциала дренированного электрода и потенциала остальной поверхности цилиндра структура плазменного образования практически не зависела от ориентации модели и дренированного электрода относительно вектора скорости набегающего потока, включая и случай вдува паров рабочего вещества в след за телом. Это позволило создать у поверхности цилиндра двустороннее плазменное облако. Для этого модель была снабжена вторым (расположенным симметрично первому) устройством с рабочим веществом и дренированным электродом. Такая конструкция позволила при $\Phi_{01} \simeq \Phi_{02} \simeq +8,6$ и «плавающим» потенциале поверхности цилиндра $\Phi_s \simeq -6,9$ создать у поверхности модели за счет вдува нейтрального газа навстречу набегающему потоку и в след за телом плазменное образование со структурой, приведенной на фиг. 5, а. В случае, если на поверхности цилиндра имеется положительный потенциал $\Phi_{01} \simeq \Phi_{02} \simeq \Phi_s \simeq +11,4$, около модели возникает эллипсоидальное плазменное облако, которое при дальнейшем повышении потенциала тела преобразуется в близкую к коаксиальной плазменную оболочку. Структура последней показана на фиг. 5, б (вид сверху). Необходимо отметить хорошую воспроизводимость структур плазменных образований, генерируемых у поверхности цилиндра.

Приведенные данные свидетельствуют о возможности изменения распределения плотности заряженных частиц в возмущенной зоне около цилиндра в потоке разреженного частично ионизованного газа и иллюстрируют структуры некоторых плазменных образований, созданных за счет изменения потенциала тела и инжекции нейтрального газа с поверхности.

4. Во второй серии опытов устройство с плазмообразующим веществом было заменено соленоидом с внешним диаметром 50, внутренним диаметром 20 и высотой 34 мм. Исследовалось влияние собственного магнитного поля на структуру возмущенной зоны около цилиндра в потоке разреженной плазмы. Распределение осевой и радиально-азимутальной составляющих напряженности магнитного поля соленоида, измеренных датчиком Холла с регистрацией на двухкоординатном самописце с погрешностью $\sim \pm 1,5\%$, показано на фиг. 6. Напряженность собственного магнитного поля тела такова, что в окрестности цилиндра возникает область локально замагниченной плазмы: $\rho_e \ll R \ll \rho_i$. При определении пара-



Ф и г. 6



Ф и г. 7

метров такой плазмы плоский зонд (в следе) и цилиндрический зонд (у лицевой поверхности тела) ориентировались перпендикулярно векторам напряженности магнитного поля и скорости потока. Измерения плотности заряженных частиц проводились с использованием ионной ветви зондовой характеристики. Возмущение ионного компонента потока обусловлено влиянием самосогласованного поля и иллюстрирует коллективный характер взаимодействия потока плазмы с собственным магнитным полем тела.

Следует отметить, что с появлением магнитного поля «плавающий» отрицательный потенциал тела изменяется в сторону положительных значений, что характеризует уменьшение потока электронов на поверхность модели. Поэтому возникла необходимость при измерениях поддерживать потенциал тела постоянным.

Структура возмущенной зоны около поперечного цилиндра с собственным магнитным полем при $U_\infty/\sqrt{2kT_e/M} \simeq 4,3$, $R/\lambda_d \simeq 126$ и $\Phi_s \simeq -1,2$ приведена на фиг. 7, а. Вектор напряженности собственного магнитного поля цилиндра антипараллелен вектору скорости набегающего потока. Сравнение осевых значений плотности заряженных частиц с данными фиг. 1 свидетельствует о том, что при такой ориентации собственного магнитного поля тела заметно уменьшается плотность заряженных частиц в следе; область следа расширяется. С ростом напряженности магнитного поля плотность заряженных частиц у лицевой поверхности цилиндра возрастает. Характер изменения плотности заряженных частиц в окрестности тела при такой ориентации магнитного поля качественно согласуется с оценками [13], выполненными для магнитного поля диполя. При этом следует иметь в виду, что поле соленоида является дипольным только на достаточно большом расстоянии.

Структура плазменных образований, обусловленных влиянием собственного магнитного поля, существенно зависит от ориентации вектора напряженности магнитного поля относительно вектора скорости набегающего потока. На фиг. 7, б показана структура возмущенной зоны у поверхности короткого поперечного цилиндра радиусом $R = 3,1$ см и длиной $L = 5,0$ см при $\mathbf{H} \perp \mathbf{U}_\infty$. Напряженность собственного магнитного поля у боковой поверхности модели $H \simeq 90$ Э. Распределение плотности заряженных частиц получено при $U_\infty/\sqrt{2kT_e/M} \simeq 4,3$, $\Phi_s \simeq -1,8$, $R/\lambda_d \simeq 126$. Структура возмущенной зоны для рассматриваемого случая отражает основные особенности, характеризующие взаимодействие сверхзвукового потока разреженной плазмы с постоянным магнитным полем при $\mathbf{H} \perp \mathbf{U}_\infty$: наличие каверн у лицевой и теневой поверхностей тела, образование полярных каспов, проникновение заряженных частиц в область следа и т. п. [14, 15].

Результаты проведенных исследований (фиг. 1, 4, 7 с учетом данных фиг. 2) иллюстрируют влияние собственного магнитного поля и инжекции нейтрального газа с поверхности на характер обтекания цилиндра потоком частично ионизованного газа и свидетельствуют о возможности изменения структуры возмущенной зоны около тела в потоке разреженной плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хазен А. М., Шувалов В. А. Определение параметров частично ионизованного газа термоанемометром.— ЖТФ, 1966, т. 36, № 2.
2. Козлов О. В. Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1969.
3. Шувалов В. А., Губин В. В. и др. Исследование параметров плазмы газоразрядного источника ионов.— ИФЖ, 1978, т. 34, № 1.
4. Шувалов В. А. Об определении плотности заряженных частиц в неравновесной разреженной плазме по характеристике зонда Ленгмюра.— ТВТ, 1972, т. 10, № 3.
5. Goodall C. V., Polychronopoulos B. Measurement of electron density in low density plasmas from the electron accelerating region characteristics of cylindrical Langmuir probes.— Planet. Space Sci., 1974, vol. 22, N 12.
6. Шувалов В. А., Чурилов А. Е., Турчин В. В. О диагностике струи разреженной плазмы с применением зондового и СВЧ-методов.— ТВТ, 1978, т. 16, № 1.
7. Sanmartin J. R. End effect in Langmuir probe response under ionospheric satellite conditions.— Phys. Fluids, 1972, vol. 15, N 6.
8. Шувалов В. А., Губин В. В. Об определении степени неизотермичности потока разреженной плазмы зондовыми методами.— ТВТ, 1978, т. 16, № 4.
9. Шувалов В. А. Структура ближнего следа за сферой в потоке неравновесной разреженной плазмы.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1979, т. 19, № 4.
10. Губин В. В., Ковтуненко В. М. и др. Генерирование плазменных образований у поверхности тел в потоке частично ионизованного газа.— ТВТ, 1977, т. 15, № 4.
11. Шувалов В. А. Структура ближнего следа за цилиндром в потоке неравновесной разреженной плазмы.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1980, т. 20, № 3.
12. Нарасимха Р. Расширение газов в пустоту без столкновения.— Сб. пер. Механика, 1963, № 2.
13. Гунько Ю. Ф., Лоскутова Г. В. Влияние собственного магнитного поля на характер обтекания тел разреженной плазмой.— В кн.: Физическая механика. Вып. 1. Л.: Ленингр. ун-т, 1974.

14. Коэн Л., Карлссон С. Экспериментальное исследование взаимодействия между бесстолкновительной плазмой и электромагнитным полем.— Ракетн. техника и космонавтика, 1969, т. 7, № 8.
15. Podgorny J. M., Dubinin E. M. Laboratory experiments directed toward the investigation of magnetospheric phenomena.— Space Sci. Rev., 1974, vol. 15, N 6.

Поступила 31/V 1983 г.

УДК 537.50

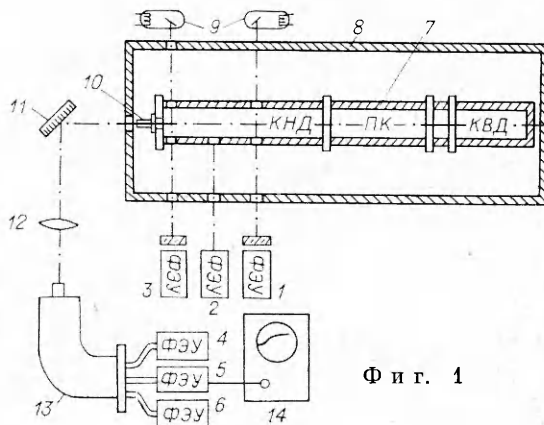
ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ КРИПТОНА

В. Н. Новиков, В. А. Сеченов

(Москва)

Исследование теплофизических свойств плотной плазмы стимулируется главным образом отсутствием строгой теории, адекватно описывающей термодинамические, переносные и оптические свойства такого объекта. Для проведения подробного анализа имеющихся в настоящее время моделей плотной плазмы необходимо сравнение их выводов с экспериментальными результатами, полученными для различных химических элементов. В опытных данных по термодинамическим свойствам и электропроводности плотной плазмы ряда химических элементов обнаружена общая закономерность: экспериментальные энthalпия и электропроводность плазмы меньше соответствующих теоретических значений, причем эти отличия увеличиваются с ростом концентрации заряженных частиц. Что касается исследования оптических свойств плотной плазмы, то положение дел здесь оказывается довольно неопределенным: для одних элементов обнаружено значительное превышение экспериментальных результатов над теоретическими значениями, для других — занижение. В связи с этим необходимы дальнейшие экспериментальные исследования оптических свойств плотной плазмы в широком диапазоне параметров.

В данной работе проводилось исследование оптических свойств плотной плазмы криптона. Для получения плотной плазмы использовалась трехкамерная подогреваемая ударная труба пневматического типа (фиг. 1). Трехкамерная труба 7 состоит из камеры высокого давления (КВД), промежуточной камеры (ПК) и камеры низкого давления (КНД). В камеру низкого давления напускается исследуемый газ — криптон, в ПК и КВД закачивается толкающий газ — гелий. Давление газа в промежуточной камере выбирается равным среднему геометрическому давлению газа в КНД и КВД. Использование промежуточной камеры дает возможность поднять интенсивность ударной волны на 20—30% по сравнению с двухкамерным вариантом трубы [1]. Вся труба помещается в обогреватель 8 и нагревается до определенной температуры. Перед началом эксперимента камера низкого давления откачивается до давления ~ 1 Па и заполняется криптоном. В эксперименте регистрируются начальное давление и температура рабочего газа (во всех экспериментах начальное давление газа 12,6 кПа, начальная температура 873 К), скорость падающей и отраженной ударных волн и плотность плазмы за падающей и отраженной ударными волнами. Плотность плазмы измеряется с помощью рентгеновской диагностики [2]. Скорость падающей ударной волны измеряется на двух базах с помощью фотоумножителей 1, 2 и 2, 3 и рентгеновских трубок 9. По экспериментальным параметрам и зако-



Ф и г. 1