

УЛК 533.95

В. А. Шувалов, А. И. Приймак, Н. П. Резниченко,
Н. А. Токмак, Г. С. Кочубей

Інститут технічної механіки Національної академії наук України та Національного космічного агентства України., Дніпропетровськ

Контактная диагностика ионосферной плазмы

и лабораторной плазмы

Надійшла до редакції 06.04.04

Розроблено методологію і апаратурне забезпечення для діагностики надзвукових потоків іоносферної та лабораторної плазми. Експериментально підтверджено, що використання зондів тиску та зондів Ленгмюра дозволяє визначити практично повний комплекс основних кінетичних параметрів нейтрального і заряджених компонентів потоків нерівноважної розрідженої плазми в іоносфері та на стенні.

ВВЕДЕНИЕ

Ионосферная плазма и плазма высокоскоростных потоков низкой плотности, используемая в лабораторных стенах и установках для моделирования режимов движения и взаимодействия космических аппаратов (КА) с ионосферой и магнитосферой, для калибровки бортовой научной аппаратуры, реализации плазмохимических реакций и технологий, плазма струй-выхлопов электроприводных двигателей КА существенно неравновесна. Состояние такой среды, ее нейтрального и заряженных компонентов характеризуется комплексом основных кинетических параметров, таких как температуры электронов, ионов и нейтральных частиц, концентрации заряженных и нейтрального компонентов, массовые скорости тяжелых частиц (ионов и нейтралов), степени неизотермичности и ионизации среды.

Для диагностики движущейся плазмы низкой плотности обычно используются контактные методы и средства. При этом контактные методы диагностики потоков разреженной плазмы в лабораторных стендах и установках и «холодной» ионосферной плазмы в традиционном применении не замкнуты: вольтамперные характеристики (ВАХ) электрических зондов не позволяют определить полный

комплекс перечисленных кинетических параметров, в частности параметры тяжелых частиц — ионов плазмы. Для диагностики высокоскоростных потоков ионосферной плазмы и лабораторной плазмы низкой плотности традиционно используются ионные и электронные ловушки. Техника применения и интерпретация выходных сигналов таких ловушек сложна. Плоские ионные ловушки (анализаторы с тормозящим потенциалом), ориентированные по вектору скорости, используются для диагностики ионного компонента плазмы. Температура T_i и концентрация N_i ионов определяется в результате достаточно сложной математической обработки ВАХ (интегральных энергетических спектров) с использованием метода подбора (подгонки) аналитической модели к экспериментальным данным. Аналогичным образом определяется температура T_e и концентрация N_e электронов по ВАХ электронной ловушки.

Цель данной работы — замкнуть задачу диагностики потоков неизотермической плазмы низкой плотности и упростить процедуру определения комплекса основных кинетических параметров по выходным сигналам датчиков.

Замкнуть задачу диагностики потока неизотермической плазмы в ионосфере и в лабораторных условиях на стенде можно с помощью инверсно-

магнетронного преобразователя плотности (ИМП) [9, 20] и одиночного зонда Ленгмюра. Применение двух инверсно-магнетронных преобразователей либо двух сигналов ИМП, характеризующих два положения датчика, когда угол между нормалями n_1 и n_2 к плоскостям входных отверстий фиксирован и равен нулю и $\pi/2$, позволяет определить температуру T_n и концентрацию N_n нейтрального компонента потока неравновесной разреженной плазмы. Включение в состав диагностического блока одиночного зонда Ленгмюра с характерным радиусом, много меньшим ларморовского радиуса электронов и дебаевского радиуса невозмущенной плазмы, позволяет при работе зонда в режиме сбириания тока, ограниченного орбитальным движением частиц, упростить интерпретацию выходных сигналов и оценить по ВАХ температуру электронов T_e , концентрацию заряженных частиц $N_e \approx N_i$, массовую скорость ионов, степень ионизации и неизотермичности среды.

ТЕХНИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Зонд давления. Для измерения и контроля параметров нейтрального компонента высокоскоростных потоков газа и плазмы используются зонды давления в режиме бесстолкновительного обтекания [8]. Схема разработанного авторами зонда давления, использующего ИМП с закрытой камерой ионизации

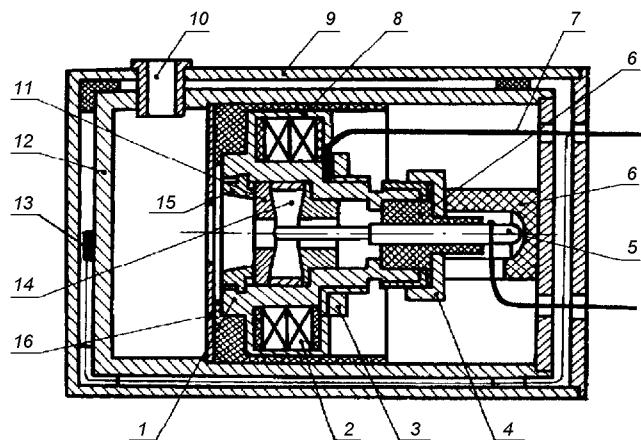


Рис. 1. Схема датчика давления (ИМП с закрытой камерой ионизации) 1 — корпус ИМП, 2 — постоянные магниты, 3, 4, 15 — гайки, 5 — электрод (анод), 6 — изолатор, 7 — электрические выводы, 8 — кожух магнитов, 9 — наружный магнитный экран, 10 — входной канал, 11 — наполовинки, 12 — внутренний магнитный экран, 13 — датчик температуры, 14 — разрядная камера, 16 — диафрагма

ции в качестве чувствительного элемента, представлена на рис. 1. Габаритные размеры зонда: внешний диаметр $D_h \approx 50$ мм, длина $L_h \approx 85$ мм, диаметр входного отверстия-трубки $d_T = 7$ мм, длина входного канала-трубки $L_T = 10$ мм.

Газ внутри зонда находится в равновесии, которое не нарушается потоком частиц, влетающих через апертуру входного отверстия. Давление газа в резервуаре зонда определяется следующим выражением [8]:

$$P_3 = P_n \sqrt{T_w/T_n} B(S_n \cos \theta) \Psi(S_n, l, \theta), \quad (1)$$

где $P_n = N_n k T_n$ — давление нейтрального компонента в невозмущенном потоке плазмы, N_n , T_n — концентрация и температура нейтральных частиц, k — постоянная Больцмана, T_w — температура стенок корпуса зонда (контролируется датчиком температуры 13), $S_n = U_n/V_n$, U_n — массовая скорость потока нейтрального компонента ($U_n = U_\infty$ — скорость КА в ионосфере), $V_n = \sqrt{2kT_n/M_n}$ — средняя тепловая скорость, M_n — масса нейтральных частиц, $B = \exp(-S_n^2 \cos^2 \theta) + \sqrt{\pi} S_n \cos \theta (1 + \operatorname{erf} S_n \cos \theta)$, $\operatorname{erfx} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$ — интеграл вероятности, θ — угол между вектором скорости U_n и нормалью к плоскости апертуры входного отверстия n зонда, $\Psi(S_n, l, \theta) = W(S_n, l, \theta)/W(0, l)$, $W(S_n, l, \theta)$ — коэффициент Клаузинга для частиц, поступающих в резервуар зонда через трубку, $W(0, l)$ — коэффициент Клаузинга для частиц, уходящих из резервуара зонда, $l = L_T/d_T$.

Для двух фиксированных положений зонда при $\theta_1 = 0$ и $\theta_2 = \pi/2$ из (1) следует

$$\frac{P_1}{P_2} = \sqrt{T_{w_1}/T_{w_2}} B_1(S_n) \frac{\Psi_1}{\Psi_2} \quad (2)$$

и

$$P_2 = P_n \sqrt{T_{w_2}/T_n} \Psi_2, \quad (3)$$

где $B_1 = B(S_n, \theta = 0)$.

Соотношения (2) и (3) позволяют оценить значения S_n , T_n и N_n . Зависимости функций $\Psi_1(S_n, l, \theta = 0)$ и $\Psi_2(S_n, l, \theta = \pi/2)$ приведены в работе [8]. Значения $P_1 = P_3(\theta = 0)$ и $P_2 = P_3(\theta = \pi/2)$ определяются по величине выходных сигналов — тока зонда, измеренных в ионосферной и лабораторной плазме. Индивидуальная характеристика ИМП зонда для нейтрального компонента может быть представлена в виде [20]

$$P = a(q_j \cdot I_3)^b, \quad (4)$$

где P — давление окружающей среды, I_3 — ток ИМП, a, b — постоянные ИМП, q_j — коэффициент чувствительности ионизационных вакууметров для газа состава j [9].

Для представленного на рис. 1 зонда $P = 66.7q_jI_3$ (единицы измерения: I_3 — А, P — Па).

Постоянную времени зонда характеризует аппроксимация [8]:

$$\tau = 6.48 \cdot 10^{-2} (2 \cdot 10^{-2} V)^{0.95} L_v^{1.03} / d_T^{2.38}, \quad (5)$$

где $V = \pi D_v^2 L_v / 4$ — объем зонда, L_v — длина приемной камеры зонда, D_v — внутренний диаметр корпуса зонда. Для зонда (рис. 1) при $D_v = 37$ мм, $L_v = 15$ мм расчетные значения $\tau \approx 0.077$ с с погрешностью не более 25 % согласуются с результатами измерений на стенде. Для дозвукового потока нейтрального компонента $\tau_n \leq 0.08$ с, для сверхзвукового потока разреженной плазмы $\tau_p \approx \approx 0.1$ с.

Двойной корпус зонда выполняет одновременно функции теплозащитного и магнитного экранов. Максимальные значения напряженности собственного магнитного поля зонда на поверхности корпуса для осевой составляющей не превышают $B_{oz}^{\max} = 35$ А/м, а для радиально-азимутальной — $B_{op}^{\max} = 50$ А/м.

Цилиндрический зонд Ленгмюра. Применение цилиндрического зонда Ленгмюра как диагностического средства обусловлено прежде всего техническими удобствами эксплуатации, полнотой теории сопирания зондового тока, простотой и достоверностью интерпретации ВАХ. Ток на бесконечно длинный ($l_p/r_p \gg 1$, где l_p — длина, r_p — радиус зонда) тонкий ($r_p/\lambda_d \ll 1$, где λ_d — дебаевский радиус в невозмущенной плазме) цилиндрический зонд, ось симметрии которого перпендикулярна к силовым линиям внешнего магнитного поля, практически не зависит от влияния последнего. При $l_p/\rho_e < 2\pi$, $r_p/\rho_e \ll 1$ (ρ_e — ларморовский радиус электронов) и произвольной ориентации зонда относительно вектора напряженности магнитного поля В его влиянием на ВАХ можно пренебречь [12, 16].

Поток электронов на поверхность такого зонда при положительных относительно плазмы потенциалах может быть представлен в виде

$$I_e = A_p j_{0e} i_e^- (\Phi_w, r_p/\lambda_d), \quad (6)$$

где $A_p = 2\pi r_p l_p$ — площадь поверхности зонда, $\Phi_w = e\varphi_w/kT_e$ — безразмерный потенциал поверхности

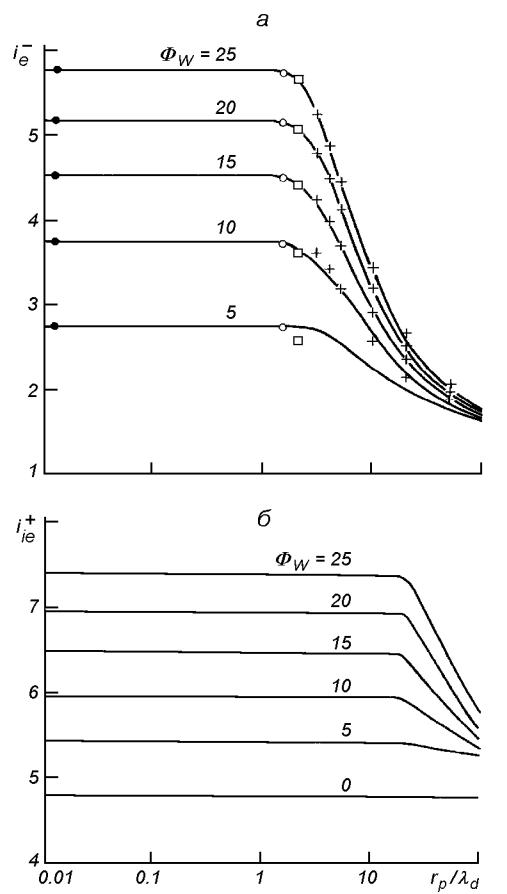


Рис. 2. Безразмерный ток на цилиндрический зонд: кривые — расчетные зависимости для $\Phi_w = 25, 20, 15, 10$ и 5 [25], точки — аппроксимация (7), кружки — аппроксимация (8), квадраты — соотношение (9), крестики — аппроксимация (10)

ти, $\varphi_w = \varphi_p - \varphi_0$ — потенциал зонда φ_p относительно потенциала плазмы φ_0 , $j_{0e} = eN_e(kT_e/2\pi m_e)^{0.5}$ — хаотический ток электронов, m_e — масса электрона, e — заряд электрона; i_e^- — безразмерный ток.

На рис. 2, *a* представлены расчетные значения [25] безразмерного тока i_e^- для широкого диапазона параметров плазмы. Кривые 1—5 иллюстрируют расчетные зависимости $i_e^- (\Phi_w, r_p/\lambda_d)$ для $\Phi_w = 25, 20, 15, 10$ и 5. Точки соответствуют значениям тока, ограниченного орбитальным движением частиц, —

$$i_e^- \approx \frac{2}{\sqrt{\pi}} (1 + \Phi_w)^{0.5} \quad (7)$$

для $r_p/\lambda_d \leq 1.0$. Кружками показана аппроксимация

$$i_e^- \approx \left(1 + \frac{4}{\pi} \Phi_w\right)^{0.5} \quad (8)$$

для $r_p/\lambda_d \approx 1.5$, квадратиками — соотношение

$$i_e^- \approx \frac{2}{\sqrt{\pi}} \Phi_w^{0.5} \quad (9)$$

для $r_p/\lambda_d \approx 2.0$, а крестики соответствуют нашей аппроксимации

$$i_e^- \approx 1 + 1.54 \left(\frac{r_p}{\lambda_d}\right)^{-0.5} \Phi_w^{0.5} \quad (10)$$

для $3 \leq r_p/\lambda_d \leq 50$ при $\Phi_w \geq 10$.

Собирание ионного тока цилиндрическим зондом в потоке неравновесной разреженной плазмы характеризует зависимость [16, 23]

$$I_i = A_{p0} i_{ie}^+ (\Phi_w, r_p/\lambda_d, S_{ie}, T_i/T_e), \quad (11)$$

где $S_{ie} = S_i \sqrt{T_i/T_e} = U_\infty / \sqrt{2kT_e/M_i}$ — скоростное отношение, M_i — масса иона, i_{ie}^+ — безразмерный ток на единицу длины цилиндра, U_∞ — массовая скорость ионов потока плазмы (скорость КА в ионосфере), $j_{0i} = eN_i (kT_e/2\pi M_i)^{0.5}$ — хаотический ток ионов.

Расчетные зависимости и область значений ионного тока i_{ie}^+ для цилиндрического зонда в ионосфере и высокоскоростных потоках лабораторной плазмы низкой плотности иллюстрирует рис. 2, б. Расчетные кривые соответствуют следующим значениям параметров: $S_i = 6.0$; $T_i/T_e \approx 0.5$; $\Phi_w = 0, 5, 10, 15, 20$ и 25 [16, 23]. Для широкого диапазона значений $0.01 \leq r_p/\lambda_d \leq 10$ величина i_{ie}^+ соответствует аппроксимации

$$i_{ie}^+ = \frac{2}{\sqrt{\pi}} S_{ie} \sqrt{1 + \Phi_w/S_{ie}^2}, \quad (12)$$

или

$$i_{ie}^+ = \frac{2}{\sqrt{\pi}} S_{ie} \sqrt{1 + \Phi_w/S_{ie}^2}, \quad (13)$$

т. е. режиму собирания зондового тока, ограниченного орбитальным движением ионов.

Для $0.01 \leq r_p/\lambda_d \leq 10$ и $5 \leq |\Phi_w| \leq 25$ зависимость $i_{ei}^2(\Phi_w)$ — линейная функция.

Измерения электронного тока при положительных потенциалах зонда ($\varphi_p > 0$) в высокоскоростных потоках в ионосфере и в лабораторных условиях осуществляется, как правило, при малых, но конечных значениях скоростного отношения $0.02 \leq S_e \leq 0.07$ ($S_e = U_\infty / \sqrt{2kT_e/m_e}$) [12, 16]. На собирание электронов при положительных потен-

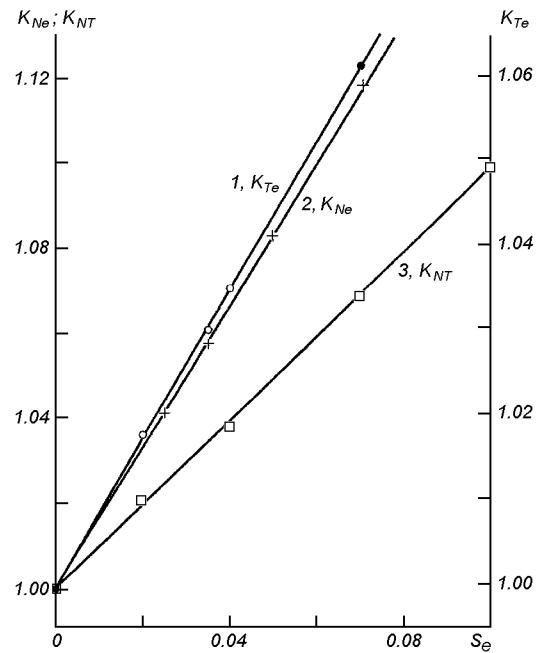


Рис. 3. Поправочные коэффициенты для определения T_e , N_e и $N_e/\sqrt{T_e}$ в потоке плазмы: 1 — K_{Te} (точки — цилиндр, кружки — сфера), 2 — K_{Ne} (крестики — цилиндр), 3 — K_{NT} (квадраты — сфера)

циалах зонда $e\varphi_p < M_i U_\infty^2/2$ оказывает влияние направленное движение ионов потока плазмы [32]. Влияние скорости направленного движения при измерении температуры электронов T_e традиционным способом из соотношения $d\ln I_e/d\varphi_p = -e/kT_e$ может привести к ошибкам. Численные оценки для цилиндрического и сферического зондов, выполненные нами в соответствии с представлениями работ [24, 31], приведены на рис. 3 в виде зависимости поправочного коэффициента $K_{Te} = K_{Te}(S_e)$. Температура электронов, измеренная в высокоскоростном потоке традиционным способом, равна $T_{ej} = K_{Te} \cdot T_{e0}$. Коэффициент

$$K_{Te} = \frac{d\ln I_{ej}}{d\varphi_p} / \frac{d\ln I_{e0}}{d\varphi_p}$$

иллюстрирует влияние скорости направленного движения при измерении T_e в потоке плазмы (T_{e0} , I_{e0} соответствуют условиям измерений при $S_e = 0$; индекс j — при $S_e \neq 0$).

Зависимости (7)–(13) позволяют использовать линейность участков насыщения электронного $I_e^2(\Phi_w)$ и ионного $I_i^2(\Phi_w)$ токов ВАХ цилиндрическо-

го зонда при $5 \leq |\Phi_W| \leq 25$ в широком диапазоне значений r_p/λ_d для определения параметров заряженных компонентов ионосферной и лабораторной плазмы из соотношений [20, 28]

$$N_e = \left(\frac{\pi^2 m_e}{2A_p^2 e^3} \frac{dI_e^2}{d\varphi_p} \right)^{0.5}, \quad (14)$$

$$N_i = \left(\frac{\pi^2 M_i}{2A_p^2 e^3} \frac{dI_i^2}{d\varphi_p} \right)^{0.5}. \quad (15)$$

Процедура вычисления концентрации заряженных частиц с использованием токов насыщения на зонд и соотношений (14), (15) позволяет пренебречь влиянием тока фотоэмиссии в ионосфере (плотность потока фототоков, покидающих положительно заряженный зонд ($\varphi_p > 0$), пренебрежимо мала; при отрицательных потенциалах зонда ($\varphi_p < 0$) плотность фототока не зависит от потенциала и число фотоэлектронов, покидающих поверхность зонда, постоянно [14]) и упрощает задачу — не требует знания потенциала плазмы φ_0 . При условии нейтральности плазмы $N_e \approx N_i$ из (14), (15) следует отношение

$$\frac{M_i}{m_e} = \left(\frac{dI_e^2}{d\varphi_p} \right) \Bigg/ \left(\frac{dI_i^2}{d\varphi_p} \right). \quad (16)$$

Как и при определении T_e , влияние направленного движения плазмы на измерение N_e по электронной ветви ВАХ характеризует поправочный коэффициент K_{N_e} . Зависимость $K_{N_e} = K_{N_e}(S_e)$ для цилиндрического зонда в высокоскоростном потоке плазмы представлена на рис. 3. Концентрация электронов, вычисленная по соотношению (14), равна $N_{e_j} = K_{N_e} N_{e_0}$, где

$$K_{N_e} = \left(\frac{dI_{e1}^2}{d\varphi_p} \Bigg/ \frac{dI_{i0}^2}{d\varphi_p} \right)^{0.5},$$

а N_{e_0} соответствует условиям измерений при $S_e = 0$.

Сферический зонд Ленгмюра. Достоинством сферического зонда является практически полная независимость ионного тока от ориентации собирающей поверхности относительно вектора скорости набегающего потока. В то же время значительные размеры зонда по отношению к дебаевскому λ_d и ларморовским радиусам ρ_i ионов и ρ_e электронов ограничивают возможности его применения для диагностики потоков ионосферной и лабораторной плазмы.

Расчетные зависимости электронного тока на поверхность сферического зонда [25]

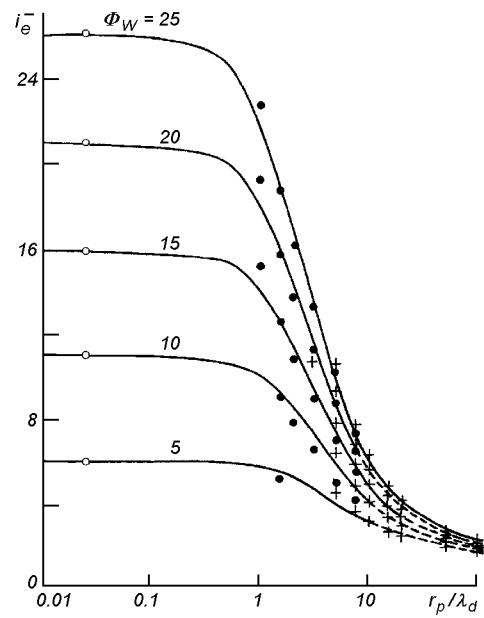


Рис. 4. Безразмерный электронный ток i_e^- на поверхность сферического зонда: сплошные линии — численные данные для $\Phi_W = 5, 10, 15, 20, 25$ [25], кружки — аппроксимация (18) для $r_p/\lambda_d < 0.5$, точки — аппроксимация (19) для $1.5 \leq r_p/\lambda_d \leq 7.5$ и $10 \leq \Phi_W \leq 30$, крестики — аппроксимация (20) для $5 \leq r_p/\lambda_d \leq 100$ и $5 \leq \Phi_W \leq 30$

$$I_e = A_p j_{oe} i_e^- (\Phi_W, r_p/\lambda_d) \quad (17)$$

для $\Phi_W = 5, 10, 15, 20, 25$ и $0.01 \leq r_p/\lambda_d \leq 100$ представляют сплошные кривые рис. 4. Кружки характеризуют ток, ограниченный орбитальным движением частиц, и аппроксимацию

$$i_e^- \approx (1 + \Phi_W) \quad (18)$$

для $r_p/\lambda_d < 0.5$. Точки — наша аппроксимация

$$i_e^- \approx \gamma_s \left(\frac{r_p}{\lambda_d} \right)^{-0.5} (1 + \Phi_W) \quad (19)$$

для $1.5 < r_p/\lambda_d < 7.5$ и $10 \leq \Phi_W \leq 30$, где $\gamma_s = 1.085 - 8.3 \cdot 10^{-3} \Phi_W$. Крестики — аппроксимация работы [7]

$$i_e^- \approx 1.44 \left[1 + \left(\frac{r_p}{\lambda_d} \right)^{-2/3} \Phi_W^{0.5} \right]^2 \quad (20)$$

для $5 \leq r_p/\lambda_d \leq 100$ и $5 \leq \Phi_W \leq 30$.

Внешнее магнитное поле ограничивает собирание электронного тока сферическим зондом. Зависимость $I_e(r_p/\rho_e)/I_{0e}$ для сферического зонда во внешнем магнитном поле приведена в [4].

Собирание ионного тока сферическим зондом в

потоке неравновесной плазмы низкой плотности характеризует зависимость [26]

$$I_i = A_{pi} i_{ie}^+ (\Phi_w, r_p / \lambda_d, S_{ie}, T_i / T_e). \quad (21)$$

В режиме сбирания тока, ограниченного орбитальным движением ионов при $r_p / \lambda_d \ll 1$, справедлива аппроксимация

$$i_{ie}^+ \approx \frac{\sqrt{\pi}}{2} S_{ie} \left(1 + \frac{\Phi_w}{S_{ie}^2} \right) \quad (22)$$

или

$$i_{ie} \approx \frac{\sqrt{\pi}}{2} S_i \left(1 + \frac{\Phi_w}{S_i^2} \right). \quad (23)$$

Из (17), (18) для электронного тока насыщения, ограниченного орбитальным движением частиц при $r_p / \lambda_d < 0.5$, следует

$$\frac{N_e}{\sqrt{T_e}} = \frac{\sqrt{2\pi m_e k}}{A_p e^2} \frac{dI_e}{d\varphi_p}, \quad (24)$$

откуда с учетом влияния направленного движения ионов высокоскоростного потока плазмы

$$\frac{N_{ej}}{\sqrt{T_{ej}}} = K_{NT} \frac{N_{e0}}{\sqrt{T_{e0}}}, \quad (25)$$

где

$$K_{NT} = \left(\frac{dI_{i0}}{d\varphi_p} \right) \left/ \frac{dI_{i0}}{d\varphi_p} \right.,$$

$\frac{dI_{i0}}{d\varphi_p}$ соответствует измерениям ВАХ при $S_e = 0$.

Зависимость поправочного коэффициента $K_{NT} = K_{NT}(S_e)$ для сферического зонда показана на рис. 3.

Аналогично из (22), (23) для орбитально-ограниченного ионного тока следует

$$\frac{N_i}{U_\infty} = \frac{2M_i}{A_p e^2} \frac{dI_i}{d\varphi_p}. \quad (26)$$

При условии квазинейтральности из (25), (26) получим

$$S_{ie} = \left(\frac{\pi}{4} \frac{m_e}{M_i} \right)^{0.5} \left(\frac{dI_e}{d\varphi_p} \right) \left/ \left(\frac{dI_i}{d\varphi_p} \right) \right.. \quad (27)$$

Приведенные соотношения упрощают процедуру обработки ВАХ электрических зондов, измеренных в высокоскоростных потоках плазмы низкой плотности при высоких положительных и (или) отрицательных потенциалах $1.5e\varphi_p \geq M_i U_\infty^2 / 2$.

ДИАГНОСТИКА ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКОВ НЕРАВНОВЕСНОЙ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ

Ионосферная плазма. Рассмотрим условия функционирования диагностических зондов в ионосфере. В табл. 1 приведены номинальные значения основных кинетических параметров, характеризующих состояние ионосферной плазмы на средних широтах при среднем уровне солнечной активности [3, 5, 11].

Взаимодействие диагностических зондов с высокоскоростным потоком неравновесной разреженной плазмы в условиях бесстолкновительного обтекания в ионосфере характеризуют семь основных параметров подобия [2, 16]:

- отношение массовой скорости потока к тепловой скорости нейтральных частиц: $S_n = U_\infty / \sqrt{2kT_n / M_n}$;
- отношение массовой скорости U_∞ к скорости ионного звука: $S_{ie} = U_\infty / \sqrt{2kT_e / M_i}$;
- отношение характерного размера (радиуса) зонда r_p к дебаевскому радиусу в невозмущенной плазме: r_p / λ_d ;
- безразмерный потенциал зонда φ_p относительно потенциала плазмы: $\Phi_w = e\varphi_w / kT_e = e(\varphi_p - \varphi_0) / kT_e$;
- степень неизотермичности плазмы T_i / T_e ;
- отношение характерного размера зонда r_p к ларморовскому радиусу ионов: r_p / ρ_i ;
- отношение характерного размера зонда к ларморовскому радиусу электронов: r_p / ρ_e .

Таблица 1. Параметры ионосферной плазмы

z, км	День						Ночь						U_∞ , км/с	M_i^{cp} , а. е. м.	B, мкТл	$\varepsilon, 10^{-3}$	
	T_e , К	T_i , К	T_n , К	$N_{e,i}$, 10^6 см^{-3}	N_n , 10^6 см^{-3}	T_e , К	T_i , К	T_n , К	$N_{e,i}$, 10^6 см^{-3}	N_n , 10^6 см^{-3}	день	ночь					
300	2000	1400	1330	1.6	930	1200	930	930	0.2	590	7.7	16	0.5	1.7	0.34		
500	2600	1600	1400	0.7	56	1500	1000	950	0.1	13	7.5	15	0.45	13	7.7		
700	2800	2200	1400	0.2	6.0	1700	1100	950	0.06	1.0	7.3	14	0.4	33	60		

Таблица 2. Параметры подобия и масштабные коэффициенты в ионосферной плазме

z, км	День							Ночь						
	S_{ie}	S_n	S_e	λ_d , см	ρ_e , см	ρ_i , см	T_i/T_e	S_{ie}	S_n	S_e	λ_d , см	ρ_e , см	ρ_i , см	T_i/T_e
300	5.4	6.6	0.031	0.24	2.8	400	0.70	6.9	7.9	0.040	0.53	2.2	320	0.78
500	4.4	6.1	0.027	0.42	3.6	460	0.62	5.8	7.4	0.035	0.84	2.7	350	0.67
700	4.0	5.7	0.025	0.82	4.2	660	0.79	5.1	6.9	0.032	1.16	3.2	380	0.65

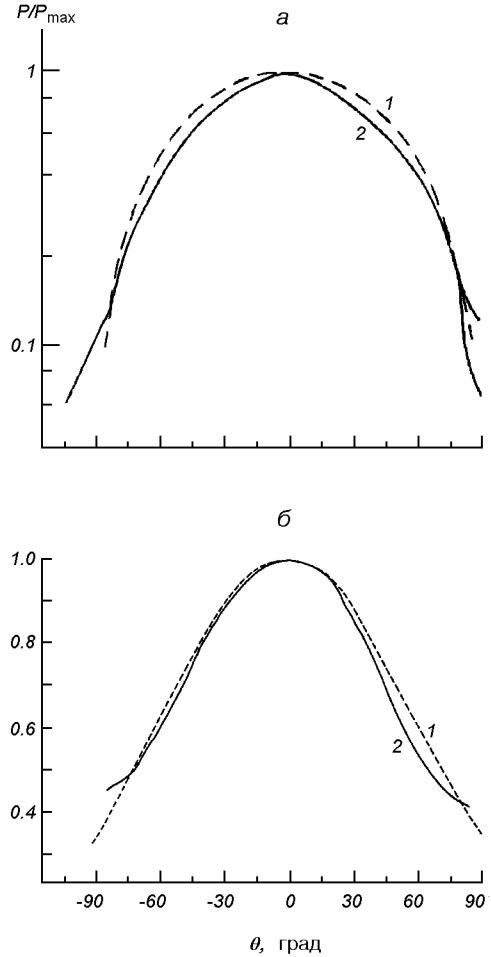


Рис. 5. Циклограммы измерения давления $P(\theta)/P_{\max}$: *а* — в ионосфере (*1* — расчеты функции $B(S_n \cos \theta)$, *2* — циклограмма измерения давления в ионосфере на спутнике «Эксплорер-32» [29]); *б* — в лабораторной плазме (*1* — расчет функции $B(S_n \cos \theta)\Psi(S_n, l, \cos \theta)$ при $S_n \approx 0.8$, *2* — циклограмма измерения давления в потоке лабораторной плазмы)

К дополнительным параметрам и масштабным коэффициентам, характеризующим взаимодействие плазма — зонд, относятся:

- скоростное отношение для электронного компонента плазмы $S_e = U_\infty / \sqrt{2kT_e/m_e}$;

- отношение длины цилиндрического зонда l_p к дебаевскому радиусу: l_p/λ_d , или $\tau_1 = l_p/\lambda_d S_{ie}$;
- отношение потенциала зонда $e\varphi_w$ к энергии направленного движения ионов: $e\varphi_w/0.5M_iU_\infty^2$, или Φ_w/S_{ie}^2 , а также диапазон давлений, измеряемых датчиком ИМП: $P_1^{\max}(\theta = 0)$ и $P_2^{\min}(\theta = \pi/2)$.

Значения некоторых параметров подобия и масштабных коэффициентов в среднеширотной ионосфере приведены в табл. 2.

На рис. 5, *а* представлена циклограмма измерения давления на спутнике «Эксплорер-32» на высоте $z \approx 280$ км (перигей) [29]. Спутник стабилизирован вращением. Датчики давления — зонд магнетронного типа и датчик с холодным катодом — размещены на поверхности КА (максимум давления соответствует $P_1(\theta = 0)$). Штриховая кривая *1* (наши расчеты) хорошо коррелирует с измеренной кривой *2* при $S_n = 7.9$. При $S_n \geq 2.5$ из (2) и (3) следует

$$T_n = \xi \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^2 \frac{T_{w_1} \Psi_1}{T_{w_2} \Psi_2} \quad (28)$$

и

$$N_n = P_1 / k \sqrt{\xi T_{w_1}} \Psi_1 \quad (29)$$

или

$$N_n = P_2 / k \sqrt{T_n T_{w_2}} \Psi_2, \quad (30)$$

где $\xi^{0.5} = U_\infty \sqrt{2\pi M_n/k}$.

При $U_\infty \approx 7.7$ км/с из (30) следует $T_n \approx 920$ К. Вычисленные для измеренных значений $P_2(\theta = \pi/2) = 4.67$ и 10.7 мкПа значения концентрации нейтральных частиц на орбите «Эксплорер-32» ($z \approx 280$ км) $N_n \approx 6.4 \cdot 10^8$ и $1.5 \cdot 10^9$ см⁻³ хорошо коррелируют с данными табл. 1 для $z \approx 300$ км. На рис. 6 представлена угловая зависимость ионного тока, измеренного цилиндрическим зондом на спутнике «Эксплорер-17» (кривая 2). Измерения проводились на орбитах с высотами $272 \leq z \leq 292$ км и $363 \leq z \leq 440$ км и наклонениями $33^\circ \leq \theta_H \leq 42^\circ$ и $53^\circ \leq \theta_H \leq 58^\circ$. Кривая 2 соответствует измерениям при

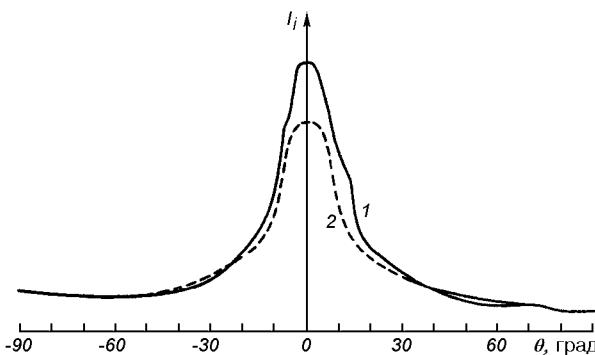


Рис. 6. Угловая зависимость (концевой эффект) ионного тока на цилиндрический зонд в высокоскоростном потоке: 1 — лабораторная плазма, 2 — ионосферная плазма (спутник «Эксплорер-17»)

$U_\infty \approx 7.9$ км/с; $T_e \approx 2200$ К и $N_i \approx 6.4 \cdot 10^5$ см $^{-3}$. Измерения выполнены цилиндрическим зондом радиусом $r_p \approx 0.028$ см и длиной $l_p \approx 23$ см, т. е. при $r_p/\lambda_d \approx 0.07$; $l_p/\lambda_d \approx 57.5$ [22].

Угловая зависимость $I_i(\theta)$ обусловлена концевым эффектом цилиндрического зонда: отношение $I_i^{\max}(\theta = 0)/I_i(\theta = \pi/2)$ и полуширина пика ионного тока пропорциональны степени неизотермичности потока разреженной плазмы [16, 18, 30]. Для кривой 2 на рис. 6 $T_i/T_e \approx 0.34$ [22].

На спутнике «Интеркосмос-10» (без принудительной системы ориентации) на орбите с $z_{\min} \approx 265$ км и $z_{\max} \approx 1477$ км использовался цилиндрический зонд радиусом $r_p = 0.05$ см и длиной $l_p \approx 11.6$ см [12]. Применение в данной работе для обработки ВАХ из [12] соотношений (13), (14), (16) и традиционной процедуры определения T_e позволило оценить величины U_∞ , N_e , M_i и T_e , которые согласуются с расчетными данными из [12] с погрешностью, не превышающей значения поправочных коэффициентов K_{T_e} и K_{N_e} (рис. 3). Измерения и расчеты выполнены для условий $r_p/\lambda_d \approx 0.016$, $U_\infty \approx 7.5$ км/с, $T_e \approx 2000$ К, $S_{ie} \approx 5.2$, $S_e \approx 0.03$, $N_i \approx 10^4$ см $^{-3}$, $T_i/T_e = 0.5$ [12].

Таким образом, для спутников без принудительной системы ориентации (стабилизированных вращением) циклограммы зонда давления, цилиндрического зонда Ленгмюра (концевой эффект) и ВАХ этого зонда позволяют определить полный комплекс кинетических параметров неравновесной плазмы в ионосфере. Для спутников с принудительной системой ориентации сигналы двух зондов давления при $\theta = 0$ и $\theta = \pi/2$ и ВАХ одиночного цилиндрического зонда, ориентированного перпендикулярно к вектору скорости набегающего потока

(полета КА), позволяют оценить значения основных кинетических параметров нейтрального и заряженных компонентов ионосферной плазмы в приближении $T_n \leq T_i < T_e$ и $N_i \approx N_e$. Возможности применения и интерпретации ВАХ сферического зонда ограничены выбором режима сбиения тока.

Лабораторная плазма. Экспериментальные исследования проводились на плазмодинамическом стенде, предназначенном для моделирования режимов движения, обтекания и взаимодействия КА с ионосферной и магнитосферной плазмой. Стенд относится к классу плазменных газодинамических труб [19, 27] и позволяет создавать высокоскоростные потоки разреженной плазмы с широким диапазоном рабочих параметров. Откачивающая система стендса производительностью около 100 м 3 /с, наличие криопанелей, охлаждаемых жидким азотом (LN $_2$), позволяет реализовать в рабочей камере — цилиндре диаметром 1.2 м и длиной 3.5 м — статическое разрежение 10 мкПа; в рабочих условиях при натекании газа давление составляет 0.1—1 мПа. Применение в качестве рабочего тела газов с молекулярной массой от 2 до 131 позволяет при различных режимах работы плазменного газоразрядного ускорителя с саморазгоном плазмы создавать потоки с широким диапазоном параметров: $4.5 \leq U_\infty \leq 80$ км/с, $10^{10} \leq N_{\infty} \leq 10^{17}$ м $^{-3}$, $1.0 \leq T_e \leq 4.0$ эВ, $0.1 \leq T_i/T_e \leq 0.3$, $2.1 \leq U_\infty/\sqrt{2kT_e/M_i} \leq 15.6$ [16, 19].

Для контроля точности измерений параметров плазменных потоков стенд снабжен системой электрических зондов и СВЧ-интерферометрами, работающими в частотном диапазоне от 3 до 3.75 ГГц. Зонды размещены на подвижных платформах верхнего и нижнего координатников с четырьмя степенями свободы каждый: продольное и поперечное перемещение в горизонтальной плоскости, перемещение в вертикальной плоскости и вращение вокруг вертикальной оси. Точность отсчета для линейных перемещений 0.5 мм, для угловых — 0.5°.

Измерение параметров заряженных и нейтрального компонентов высокоскоростных потоков неравновесной разреженной плазмы проводились для различных режимов ускорителя при токах разряда $0.05 \leq I_r \leq 7.5$ А в области, где напряженность внешнего магнитного поля не превосходит 160 А/м. При измерениях параметров заряженных частиц плазмы использовались два цилиндрических зонда из вольфрама радиусом $r_p \approx 0.2$ мм и длиной $l_p \approx 2.0$ см и из молибдена — $r_p \approx 0.045$ мм и длиной $l_p \approx 0.45$ см, а также сферический зонд диаметром $2r_p \approx 0.25$ см и плоский зонд из молибдена с

рабочей поверхностью диаметром $2r_p \approx 0.35$ см. Для условий эксперимента $2.5 \leq \rho_e \leq 4.1$ см, $200 \leq \rho_i \leq 400$ см; для всех зондов $r_p \ll \rho_e$, $l_p/\rho_e < 2\pi$, т. е. влияние внешнего магнитного поля на зондовые измерения пренебрежимо мало.

При измерениях параметров нейтрального компонента применялся зонд давления (рис. 1). Для всех зондов при рабочих давлениях в вакуумной камере стенда не выше 1 мПа выполнялись условия бесстолкновительного обтекания.

На рис. 6 (кривая 1) представлена угловая зависимость ионного тока $I_i = I_i(\theta)$, обусловленного концевым эффектом при вращении цилиндрического зонда радиусом $r_p \approx 0.2$ мм и длиной $l_p \approx 2$ см. Аналогичная зависимость наблюдалась и для цилиндрического зонда радиусом $r_p \approx 0.045$ мм и длиной $l_p \approx 0.45$ см. Кривая 1, измеренная на стенде, качественно согласуется с кривой 2, измеренной цилиндрическим зондом на спутнике «Эксплорер-17» [22].

Результаты измерений параметров заряженных частиц высокоскоростных потоков лабораторной плазмы (N_2) низкой плотности, измеренных по ВАХ цилиндрических зондов и сферического зонда, работающих в режиме собирания тока, ограниченного орбитальным движением ионов и электронов, представлены на рис. 7, а, б. Для анализа и обработки ВАХ использовались традиционные процедуры и соотношения (14), (15), (24), (26) и (27). Массовая скорость ионов потока плазмы $U_{i\infty}$ определялась по величине ионного тока цилиндрического зонда, измеренного при потенциале, близком к «плавающему», или к потенциальному плазмы: $I_i = A_p e N_i U_{i\infty} / \pi$. Контроль точности определения $U_{i\infty}$ осуществлялся с помощью плоского зонда и СВЧ-интерферометра по процедуре работы [21]. На рис. 7, а показаны значения концентрации заряженных частиц $N_i \approx N_e$, температуры электронов T_e , температуры ионов T_i , измеренных для различных режимов работы и широкого диапазона параметров $0.01 \leq r_p/\lambda_d \leq 0.2$. На рис. 7, б приведены результаты измерения степени неизотермичности потока разреженной плазмы T_i/T_e . При измерениях использовался концевой эффект цилиндрического зонда. Измерения охватывают широкий диапазон изменения параметров, характеризующих взаимодействие зонд — плазма: $0.2 \leq \tau_l \leq 2.8$, $0.01 \leq S_e \leq 0.03$; $1.75 \leq l_p/\lambda_d \leq 17.5$.

В работе [10] для слабоионизованной плазмы получено уравнение, устанавливающее связь между температурами заряженных и нейтральных час-

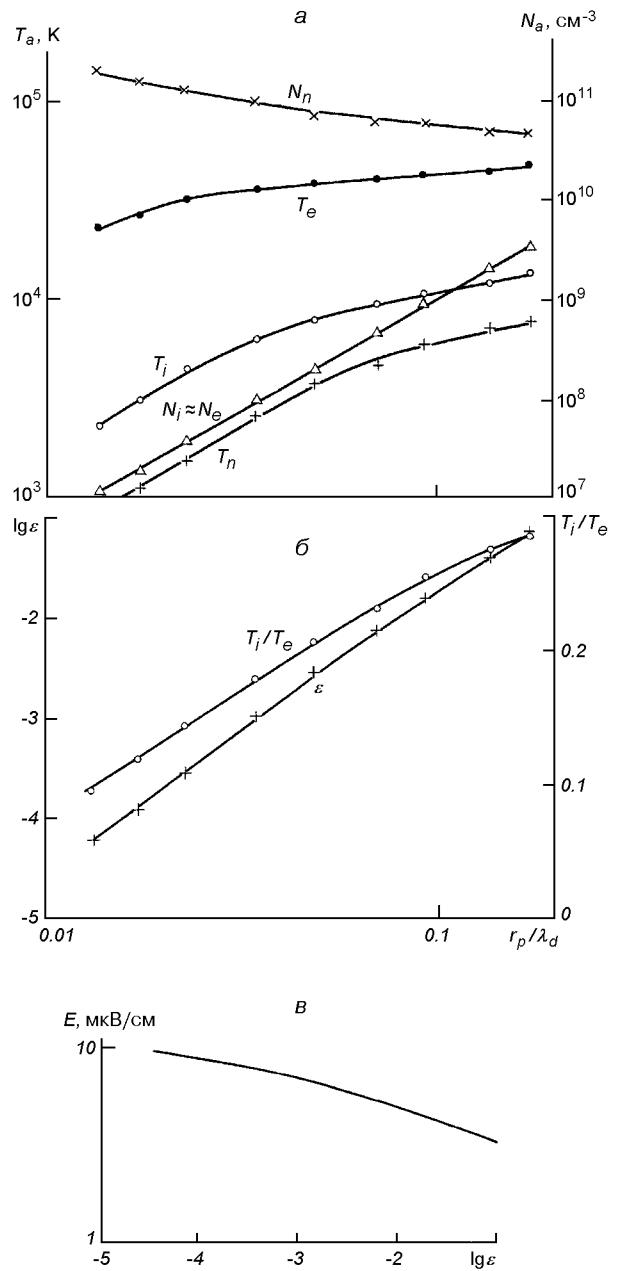


Рис. 7. Параметры потока лабораторной плазмы

тиц:

$$T_e^2 = \frac{\lambda_{en}^2}{\lambda_{in}^2} \frac{\delta_{in}}{\delta_{en}} T_i(T_i - T_n), \quad (31)$$

которое может быть преобразовано к виду [17]:

$$\left(\frac{T_e}{T_i} \right)^2 \approx \frac{0.67}{\delta_{en}} \left(\frac{\sigma_{in}}{\sigma_{en}} \right)^2 \left(1 - \frac{T_n}{T_i} \right) \left(1 - \frac{T_n^2}{T_i^2} \right), \quad (32)$$

где $\lambda_{\alpha n}$ ($\alpha = i, e$) — средняя длина свободного пробега для столкновений заряженных и нейтральных частиц, $\delta_{\alpha n}$ — средняя доля энергии, теряемой заряженными частицами при соударениях с атомами и молекулами в плазме, $\sigma_{\alpha n}$ — сечение столкновения заряженных и нейтральных частиц.

Уравнение (32) использовалось для оценки значений температуры нейтральных частиц T_n . Результаты вычислений показаны на рис. 7, а. При вычислениях для значений δ_{en} в плазме азота (N_2) использовались зависимости $\delta_{en} = \delta_{en}(T_e)$ из [16].

В работе [1] для слабоионизованной плазмы получено уравнение, устанавливающее связь между температурами заряженных и нейтральных частиц и напряженностью продольного электрического поля E в плазме, которое может быть представлено в виде

$$E = \frac{3.5kT_e}{\lambda_{en} \cdot e} \left[\frac{m_e}{M_n} \left(1 - \frac{T_n}{T_e} \right) \right]^{0.5}, \quad (33)$$

где $\lambda_{en} = [N_n \sigma_{en}(T_e)]^{-1}$, σ_{en} — сечение столкновений электронов с атомами и молекулами [5, 13].

Для измерения параметров нейтрального компонента использовался зонд давления (рис. 1). Угловая зависимость $P(\theta)/P_{max}$, измеренная в потоке лабораторной плазмы, представлена на рис. 5, б (кривая 2). Штриховая кривая 1 — расчетная зависимость при $S_n \approx 0.8$. Измеренная в лабораторной плазме зависимость $P(\theta)/P_{max}$ хорошо коррелирует с циклографмой, измеренной на спутнике «Эксплорер-32» в ионосфере (рис. 5, а). Вычисленные по результатам измерения давления — $P_2(\theta = \pi/2)$, формула (3) — значения концентрации N_n нейтральных частиц в потоке лабораторной плазмы приведены на рис. 7, а, значения степени ионизации среды $\varepsilon = N_i/N_n$ — на рис. 7, б.

Зависимость напряженности продольного электрического поля $E(\varepsilon)$ от степени ионизации высокоскоростного потока разреженной плазмы иллюстрирует рис. 7, в.

В отличие от условий в ионосфере компоненты лабораторной плазмы имеют разные по величине массовые скорости $U_{n\infty}$ и $U_{i\infty}$ нейтральных и заряженных (ионы) частиц. Массовая скорость потока является дополнительным неизвестным параметром для условий работы на стенде. Значения массовой скорости нейтрального компонента лабораторной плазмы определены по величине функции $B_1(S_n)$ (формула (2)) методом последовательных приближений: $81 \leq U_{n\infty} \leq 500$ м/с, что соответствует значениям $0.2 \leq S_n \leq 1.0$ — нейтральные частицы

в лабораторной плазме движутся с звуковой скоростью.

При степени ионизации $\varepsilon > 0.05$ в уравнении (1) необходимо учитывать вклад ионов потока плазма. Ионы практически всех встречающихся в ионосфере газов, за исключением NO^+ , с вероятностью, близкой к единице, Оже-нейтрализуются на расстоянии 10^{-7} см при подлете к поверхности металла — стенкам резервуара зонда давления. Со стенкой сталкиваются уже нейтрализованная частица с энергией ионов, поэтому при описании поведения потока ионов в резервуаре зонда давления можно воспользоваться моделями, применяемыми для нейтральных частиц [6, 15, 16].

Таким образом, применение средств контактной диагностики, угловых циклографм и ВАХ зонда давления и одиночного зонда Ленгмюра позволяет определить практически полный комплекс кинетических параметров, характеризующих состояние нейтрального и заряженного компонентов высокоскоростных потоков лабораторной плазмы. Соответствие условий измерений и параметров, характеризующих взаимодействие зонд — плазма на стенде, условиям измерений в ионосфере может быть установлено с помощью масштабных коэффициентов и критериальных соотношений.

МАСШТАБНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ И КРИТЕРИАЛЬНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Лабораторная плазма существенно неизотермична. С помощью имеющихся плазменных ускорителей практически не удается получить поток ионизированного газа низкой плотности со степенью неизотермичности, эквивалентной отношению T_i/T_e в ионосфере, т. е. реализовать условие $T_i/T_e \geq 0.5$ (табл. 2). Поэтому на практике целесообразнее ориентироваться на температуру электронов потока лабораторной плазмы. При заданном отношении температур электронов $T_e^{(M)}/T_e = \xi_M$ масштабный коэффициент r_p/λ_d , характеризующий режим обтекания электрических зондов заряженными компонентами, позволяет получить соотношение для концентрации заряженных частиц в потоке лабораторной плазмы

$$\frac{N_e^{(M)}}{N_e} = \frac{\xi_M}{\beta_M^2}, \quad (34)$$

где индекс M относится к параметрам потока лабораторной плазмы, параметры без индекса — ионосферная плазма; $\beta_M = r_p^{(M)}/r_p$ — критерий геометри-

ческого моделирования при соответствующем подобии форм электрических зондов определяется отношением характерного размера (радиуса) зонда $r_p^{(M)}$ на стенде к характерному размеру r_p зонда в ионосфере.

Используя масштабные коэффициенты r_p/ρ_e и $S_{ie} = U_\infty/\sqrt{2kT_e/M_i}$ при $M_i^{(M)}/M_i = b_M$, получим соотношения для напряженности внешнего магнитного поля на стенде и массовой скорости ионов потока лабораторной плазмы:

$$\frac{B_M}{B} = \frac{\xi_M^{0.5}}{\beta_M}, \quad (35)$$

$$\frac{U_\infty^{(M)}}{U_\infty} = \left(\frac{\xi_M}{b_M}\right)^{0.5}. \quad (36)$$

Из параметра $\Phi_w = e\varphi_w/kT_e$ следует условие для потенциалов на поверхности электрических зондов в ионосфере и на стенде:

$$\varphi_w^{(M)}/\varphi_M = \xi_M. \quad (37)$$

С учетом полученных критериальных соотношений в предположении идентичности режимов сопирания зондового тока в ионосферной плазме и на стенде получим соотношения для электронного тока на цилиндрический зонд —

$$I_e^{(M)}/I_e = \eta_M \xi_M^{3/2} \chi_M^- / \beta_M \quad (38)$$

и для электронного тока на сферический зонд —

$$I_e^{(M)}/I_e = \xi_M^{3/2} \chi_M^-, \quad (39)$$

где $\eta_M = l_p^M/l_p$, $\chi_M^- = i_e^{(M)}/i_e^-$. Аналогично для ионного тока в высокоскоростном потоке разреженной плазмы на цилиндрический зонд —

$$I_i^{(M)}/I_i = \eta_M \xi_M^{3/2} \chi_M^+ / \beta_M b_M^{0.5} \quad (40)$$

и на сферический зонд —

$$I_i^{(M)}/I_i = \xi_M^{3/2} \chi_M^+ / b_M^{0.5}, \quad (41)$$

где $\chi_M^+ = i_{ie}^{(M)}/i_{ie}^+$.

В предположении однородности химического состава либо преобладания одного из сортов молекул нейтрального компонента в ионосфере и в лабораторной плазме $T_n^{(M)}/T_n = a_M$ и $\sigma_M/\sigma = d_M$ (σ — поперечное сечение молекул газа), используя параметр моделирования, характеризующий степень разреженности среды, — число Кнудсена ($Kn^{(M)}/Kn = 1$) и критерий геометрического моделирования (для зонда давления $\beta_M = 1$), получим соотношение для давления среды:

$$P_2^{(M)}/P_2 = a_M/d_M. \quad (42)$$

Газ частично ионизован, т. е. $P_2 = P_e + P_i + P_n \approx N_n k T_n$, а средняя длина свободного пробега нейтральных частиц представима в виде $\lambda_n = (\sqrt{2} N_n \sigma_n)^{-1} = k T_n / \sqrt{2} \sigma_n P_n$.

Приведенные критериальные соотношения и масштабные коэффициенты позволяют оценить параметры лабораторной плазмы, пригодной для моделирования измерений на орбите, и размеры зондов, позволяющие реализовать в ионосфере разработанную методику контактной диагностики, процедуру анализа и обработки сигналов, ВАХ зондов давления и электрических зондов Ленгмюра. Для ионосферы методика предполагает применение двух зондов давления с апертурами входных отверстий, нормали к которым параллельны и перпендикулярны ($\theta = 0, \pi/2$) к вектору скорости U_∞ набегающего потока (полета КА), и одиночного зонда Ленгмюра: цилиндрического с осью симметрии, перпендикулярной к U_∞ и (или) сферического зонда, работающих в режиме сопирания тока, ограниченного орбитальным движением частиц.

Условие сопирания тока, ограниченного орбитальным движением частиц, характеризует диапазон значений параметров подобия для цилиндрического зонда —

$$r_p/\lambda_d \leq 1.0$$

и для сферического зонда —

$$r_p/\lambda_d \leq 0.3$$

(рис. 2, а, б и 4). Тогда с учетом параметров ионосферной плазмы на высоте, например, $z \approx 700$ км (табл. 2) следует $r_p \leq 0.08$ см для цилиндрического зонда и $r_p \leq 0.4$ для сферы. С другой стороны, условие пренебрежимо малого влияния внешнего магнитного поля на сопирание тока зондом имеет вид $r_p/\rho_e \ll 1$, $l_p/\rho_e < 2\pi$ — для бесконечного ($l_p/r_p \geq 100$) цилиндрического зонда и $r_p/\rho_e \ll 1$ — для сферы [4, 12, 16]. Для цилиндрического зонда $12 \leq l_p \leq 20$ см, $r_p \leq 0.08$ см, для сферы — $r_p \approx 0.4$ см.

Исходя из технических удобств изготовления и эксплуатации зондов в ионосфере и ориентируясь на цилиндрический зонд спутника «Интеркосмос-10» ($z \approx 500$ и 800 км), можно принять $r_p \geq 0.05$ см и $l_p \geq 12$ см для цилиндра и $r_p \approx 0.4$ для сферы.

Для условий стендового модельного эксперимента в плазме азота (N_2) и в ионосферной плазме на высоте $z \approx 700$ км с преобладанием ионов атомарного кислорода (O^+), т. е. при $\beta_M \approx 0.4$, $\xi_M \geq 15$ и $b_M \approx 1.75$ с учетом критериальных соотношений

Таблица 3. Параметры плазмы, характеризующие взаимодействие плазма — зонд

Вид плазмы	S_{ie}	S_e	λ_d , см	M_{cp} , а. е. м.	ρ_e , см	ρ_i , см	ε
Ионосферная плазма	4.0—6.9	0.025—0.040	0.24—1.16	15	2.0—4.2	200—660	0.0003—0.06
Лабораторная плазма	4.0—8.5	0.020—0.035	0.021—0.28	28	2.5—4.1	230—500	0.0001—0.08



Рис. 8. Диагностические зонды в потоке лабораторной плазмы на стенде ИТМ

(34)—(42) следуют значения параметров лабораторной плазмы: $N_{e\min}^{(M)} \geq 5.6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, $U_\infty^{(\min)} \geq 21.5 \text{ км/с}$, $B^{(M)} \geq 310 \text{ А/м}$, $I_e^{(M)}/I_e \geq 24$, $I_i^{(M)}/I_i \geq 18$, $0.25 \leq P_M/P_2 \leq 2.0$.

Условия реализованы на плазмодинамическом стенде Института технической механики НАНУ и НКАУ (рис. 7, табл. 3).

Зонд давления, электрические зонды Ленгмюра, изготовленные в соответствии с приведенными выше оценками, испытаны в лабораторной плазме на стенде ИТМ (рис. 8).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана методология, создано аппаратурное обеспечение для диагностики высокоскоростных потоков разреженной плазмы в ионосфере и на стенде. Показано, что угловые циклограммы и ВАХ зондов давления и зондов Ленгмюра в лабораторной плазме, а также сигналы двух зондов давления с апертурами входных отверстий, нормали к которым параллельны и перпендикулярны к вектору скорости набегающего потока (полета КА), и ВАХ одиночного зонда Ленгмюра, работающего в режи-

ме собирания тока, ограниченного орбитальным движением частиц, в ионосфере, — позволяют определить практически полный комплекс основных кинетических параметров нейтрального и заряженного компонентов неравновесной плазмы низкой плотности.

Работа выполнялась в рамках проекта УНТЦ NN38.

1. Альвен Г., Фельхаммар К. Г. Космическая электродинамика. — М.: Мир, 1967.—260 с.
2. Альперт Я. Л., Гуревич А. В., Питаевский Л. П. Искусственные спутники в разреженной плазме. — М.: Наука, 1964.—384 с.
3. Атмосфера. Справочник. — Л.: Гидрометеоиздат, 1991.—509 с.
4. Бойд Р. Зонды Ленгмюра на космическом корабле // Методы исследования плазмы / Под ред. В. Лохте-Хольтгревен. — М.: Мир, 1971.—С. 506—538.
5. Гуревич А. В., Шварцбург А. В. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973.—272 с.
6. Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металла. — М.: Мир, 1967.—507 с.
7. Киль Р. Е. Теория электрического зонда сферической формы в режиме свободномолекулярного обтекания // Ракетная техника и космонавтика.—1971.—7.—С. 210—213.
8. Кошмаров Ю. А., Рыжов Ю. А., Свищевский С. Б. Экспериментальные методы в механике разреженного газа. — М.: Машиностроение, 1981.—200 с.
9. Кучеренко Е. Т. Справочник по физическим основам вакумной техники. — Киев: Вища школа, 1981.—263 с.
10. Ленгерт Б. Плазма космического и лабораторного масштабов // Физика плазмы и магнитная гидродинамика. — М.: Иностр. лит-ра, 1961.—С. 65—134.
11. Модель космического пространства (Модель космоса-82) / Под ред. Н. С. Вернова. — М.: МГУ, 1983.—Т. 2.—770 с.
12. Москаленко А. М. К теории цилиндрического зонда // Космические исследования.—1979.—17, № 1.—С. 51—59.
13. Сатон Дж., Шерман А. Основы технической магнитной газодинамики. — М.: Мир, 1968.—492 с.
14. Смирнова В. В. К теории горячего зонда и фотозонда // Геомагнетизм и аэрономия.—1966.—6, № 3.—С. 276—283.
15. Филиппов Б. В. Аэrodинамика тел в верхних слоях атмосферы. — Л.: ЛГУ, 1973.—126 с.
16. Шувалов В. А. Моделирование взаимодействия тел с ионосферой. — Киев: Наук. думка, 1995.—180 с.
17. Шувалов В. А. Определение параметров неравновесной разреженной плазмы с применением термоанемометра-зонда Ленгмюра // Инж.-физ. журн.—1969.—17, № 6.—С. 1050—1057.
18. Шувалов В. А., Губин В. В. Определение степени неизотермичности потока разреженной плазмы зондовыми методами