

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ**

УДК 533.95

**ЗОНДОВАЯ ДИАГНОСТИКА ПОТОКОВ ЛАБОРАТОРНОЙ
И ИОНОСФЕРНОЙ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ**

© 2013 г. В. А. Шувалов, Н. И. Письменный, Д. Н. Лазученков, Г. С. Кочубей

*Институт технической механики НАН Украины
Украина, 49600, Днепрпетровск-5, ул. Лешко-Попеля, 15
Поступила в редакцию 09.07.2012 г.*

Разработана методика, получены формулы для обработки и анализа выходных сигналов детектора нейтральных частиц (зонд давления) и вольт-амперной характеристики цилиндрического одиночного зонда Ленгмюра при диагностике высокоскоростных потоков неравновесной разреженной плазмы на борту космического аппарата в ионосфере и на стенде. Результаты подтверждены экспериментальными данными. Методика позволяет оценить значения комплекса основных кинетических параметров нейтральных и заряженных частиц потока частично ионизованного газа низкой плотности.

DOI: 10.7868/S0032816213040125

ВВЕДЕНИЕ

Применение электрических зондов для диагностики неподвижной и движущейся плазмы позволяет определять локальные значения комплекса параметров разреженной плазмы, таких как температура электронов T_e , концентрация заряженных частиц $N_{i,e}$, потенциал пространства (плазмы) ϕ_0 . В некоторых случаях с использованием разработанных процедур и зондов специальной конструкции (например, термоанемометрических и калориметрических зондов) можно определить температуру и концентрацию нейтрального компонента плазмы [1, 2].

Методика применима при низких и средних давлениях от 10^{-2} до 10^3 Н/м² при бесстолкновительном и переходном режимах обтекания электрических зондов, когда конвективные тепловые потоки от нейтральных частиц сравнимы с потоками тепла, переданными зонду заряженными частицами. Для диагностики высокоскоростных потоков лабораторной и ионосферной плазмы при давлениях ниже $\sim 10^{-2}$ Н/м² традиционно используются ионные и электронные ловушки. Техника применения и интерпретация выходных сигналов таких ловушек сложна.

Плоские ионные ловушки (анализаторы с тормозящим потенциалом) используются для диагностики ионного компонента. Температура T_i и концентрация N_i ионов определяются в результате достаточно сложной математической обработки вольт-амперных характеристик (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 вольт-амперным характеристикам (в.а.х.) электронной ловушки в потоке плазмы низкой плотности в лабораторных условиях и в ионосфере [3–5]. Параметры нейтрального компонента разреженной плазмы в таких условиях не определяются.

Цель данной работы — показать, что в лабораторных условиях и в ионосфере с применением цилиндрического зонда Ленгмюра и зонда давления можно решить задачу диагностики высокоскоростных потоков неизотермической плазмы низкой плотности и по циклограммам выходных сигналов зондов давления и в.а.х. электрического зонда определить комплекс локальных значений основных кинетических параметров нейтральных и заряженных частиц.

**ЗОНДЫ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПОТОКА
РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ**

Цилиндрический зонд Ленгмюра. Вольт-амперная характеристика

Применение цилиндрического зонда в качестве диагностического средства обусловлено, прежде всего, техническими удобствами эксплуатации, полнотой теории собирания зондового тока, простотой и достоверностью интерпретации в.а.х. Ток на бесконечно длинный тонкий цилиндрический зонд ($l_p/r_p \gg 1$; $r_p/\lambda_d \ll 1$, где l_p — длина и r_p — радиус зонда; λ_d — дебаевский радиус в невозмущенной плазме), ось симметрии которого перпендикулярна силовым линиям внешнего магнитного поля, практически не зависит от влияния последнего. При $l_p/r_e < 2\pi$, $r_p \ll r_e$ (r_e — лармо-

ровский радиус электронов) и произвольной ориентации относительно вектора индукции магнитного поля \mathbf{B} его влиянием на в.а.х. можно пренебречь [5–9].

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

$$I_e = A_p j_{0e} i_e^-(\Phi_W, r_p/\lambda_d), \quad (1)$$

где $A_p = 2\pi r_p l_p$ – площадь поверхности зонда; $j_{0e} = e N_e (k T_e / 2\pi m_e)^{0.5}$ – плотность теплового (хаотического) тока электронов на зонд; e – заряд; k – постоянная Больцмана; m_e – масса электрона; $i_e^- = I_e / A_p j_{0e}$ – безразмерный коэффициент электронного тока; $\Phi_W = e\phi_W / k T_e$ – безразмерный потенциал зонда; $\phi_W = \phi_p - \phi_0$ – потенциал зонда ϕ_p относительно потенциала плазмы ϕ_0 .

Для широкого диапазона параметров системы “плазма – зонд” ток электронов на цилиндрический зонд может быть определен из соотношения [10]

$$I_e = 9.32 \cdot 10^{-6} \frac{l_p}{r_p} \left(\frac{k T_e}{e} \right)^{3/2} \left(\frac{r_p}{\lambda_d} \right)^2 i_e^-(\Phi_W). \quad (2)$$

При $r_p/\lambda_d \leq 2.0$ и $\Phi_W \geq 5$ ток ограничен орбитальным движением частиц в поле зонда и для значений коэффициента i_e^- может быть использована аппроксимация

$$i_e^- \approx \frac{2}{\sqrt{\pi}} (1 + \Phi_W)^{0.5}, \quad (3)$$

а при $\Phi_W \geq 10$ –

$$i_e^- \approx \frac{2}{\sqrt{\pi}} \Phi_W^{0.5}. \quad (4)$$

Расчетные зависимости $i_e^- = i_e^-(r_p/\lambda_d, \Phi_W)$ приведены в [11].

Собирание ионного тока при высоких отрицательных потенциалах поперечного цилиндрического зонда в бесстолкновительном потоке неравновесной разреженной плазмы характеризует зависимость

$$I_i = A_p j_{ei} i_i^+(\Phi_W, r_p/\lambda_d, T_i/T_e, S_i), \quad (5)$$

где $S_i = V_{0i} / \sqrt{2k T_i / M_i}$ – скоростное отношение; V_{0i} – направленная скорость потока ионов; M_i – масса иона; i_i^+ – безразмерный коэффициент ионного тока.

Для широкого диапазона значений Φ_W , S_i и $T_i/T_e = 0.5$ и 1.0 величина i_i^+ определена в [12–14]. Для фиксированных значений $\Phi_W = 25$, $T_i/T_e = 0.5$ и 1.0 зависимости $i_i^+(r_p/\lambda_d, S_i)$ приведены в [1, рис. 1]. При $r_p/\lambda_d \leq 2.0$, $\Phi_W \geq 10$ и $0 \leq S_i \leq 10$

расчетные значения коэффициента i_i^+ из [11–13] с погрешностью не более 3% аппроксимирует зависимость

$$i_i^+ = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\beta S_i^2 + \Phi_W}, \quad (6)$$

характеризующая режим собирания тока, ограниченного орбитальным движением ионов в электрическом поле зонда (здесь $\beta^{0.5} S_i = V_{0i} / \sqrt{2k T_e / M_i}$; $\beta = T_i / T_e$).

Зависимости (2)–(6) позволяют использовать линейность участков насыщения электронного $I_e^2(\Phi_W)$ и ионного $I_i^2(\Phi_W)$ токов в.а.х. одиночного цилиндрического зонда в широком диапазоне значений параметра r_p/λ_d для определения концентрации заряженных частиц N_e и потенциала ϕ_0 плазмы низкой плотности из соотношений [15]

$$N_e = \left(\frac{\pi^2 m_e dI_e^2}{2A_p^2 e^3 d\phi_p} \right)^{0.5} \quad (7)$$

и

$$\phi_0 = \phi_p - I_e^2 \left(\frac{dI_e^2}{d\phi_p} \right)^{-1}. \quad (8)$$

Процедура вычисления концентрации заряженных частиц с использованием соотношения (7) позволяет пренебречь влиянием тока фотоэмиссии в ионосферной плазме (плотность потока фотоэлектронов, покидающих положительно заряженный зонд $\phi_p \gg \phi_0$, пренебрежимо мала; при отрицательных потенциалах зонда $\phi_p < 0$ плотность фототока не зависит от потенциала, так как число фотоэлектронов, покидающих поверхность зонда, постоянно [16]) и упрощает задачу – не требует знания потенциала плазмы ϕ_0 . При условии квазинейтральности плазмы $N_e \approx N_i$ из (7) и $N_i =$

$\left(\frac{\pi^2 M_i dI_i^2}{2A_p^2 e^3 d\phi_p} \right)^{0.5}$ следует соотношение для оценки средней массы ионов потока разреженной плазмы

$$\frac{M_i}{m_e} = \left(\frac{dI_e^2}{d\phi_p} \right) / \left(\frac{dI_i^2}{d\phi_p} \right). \quad (9)$$

Температура электронов T_e может быть определена традиционным способом из соотношения

$$T_e = \frac{e}{k} \left(\frac{d \ln I_e}{d\phi_p} \right)^{-1} \quad \text{или с использованием зависимостей}$$

$$T_e = \frac{4e}{\pi k} \frac{I_{0e}^2}{(dI_e^2/d\phi_p)} \quad (10)$$

и [15]

$$T_e = \frac{e}{k} \left(\frac{1}{I_e} \frac{dI_{0e}}{d\varphi_p} \right)^{-1}. \quad (11)$$

Величина $I_{0e} = A_p j_{0e}$ характеризует электронный ток при $\varphi_W = \varphi_p - \varphi_0 = 0$.

Измерения электронного тока при положительных потенциалах зонда ($\varphi_p > 0$) в высокоскоростных потоках плазмы в ионосфере и в лабораторных условиях [5, 7, 17] осуществляется, как правило, при малых, но конечных значениях скоростного отношения $S_e = V_{0e} / \sqrt{2kT_e/m_e}$ (V_{0e} – направленная скорость потока электронов; $10^{-3} \leq S_e < 10^{-1}$). На собиране электронов при положительных потенциалах зонда $e\varphi_p \leq M_i V_{0i}^2/2$ оказывает влияние направленное движение ионов потока. При определении температуры T_e и концентрации N_e по электронной ветви в.а.х. влияние направленного движения разреженной плазмы характеризуют поправочные коэффициенты K_{T_e} и K_{N_e} .

Концентрация электронов N_e , вычисленная по соотношению (7), равна $N_{ej} = K_{N_e} N_{e0}$, где $K_{N_e} = \left(\frac{dI_{ej}^2}{d\varphi_p} / \frac{dI_{e0}^2}{d\varphi_p} \right)^{0.5}$, а N_{e0} соответствует условиям измерений при $S_e = 0$. Для температуры электронов, измеренной традиционным способом, следует $T_{ej} = K_{T_e} T_{e0}$, где $K_{T_e} = \frac{d \ln I_e}{d\varphi_p} / \frac{d \ln I_{e0}}{d\varphi_p}$ (индекс j соответствует измерениям при $S_e \neq 0$). Зависимости $K_{T_e}(S_e)$ и $K_{N_e}(S_e)$ для цилиндрического зонда при $0 \leq S_e \leq 0.1$ приведены в [17].

Ионная ветвь в.а.х. цилиндрического зонда может быть использована для оценки степени диссоциации ξ_{d_i} ионного компонента

$$\xi_{d_i} = 2.415 \left[\left(\frac{m_e}{M_{im}} \frac{dI_e^2}{d\varphi_p} / \frac{dI_{i\Sigma}^2}{d\varphi_p} \right)^{0.5} - 1 \right], \quad (12)$$

а формула $I_{i\Sigma} = I_{ia} + I_{im} = (1 + 0.414\xi_{d_i}) \frac{A_p}{\pi} \times e N_{i\Sigma} U_{im} \sqrt{1 + \Phi_W / S_{im}^2}$ – для определения средней скорости направленного движения молекулярных ионов потока разреженной плазмы:

$$U_{im} = \left[\left(\frac{\pi I_{i\Sigma}}{(1 + 0.414\xi_{d_i}) A_p e N_{i\Sigma}} \right)^2 - \frac{2e\varphi_W}{M_{im}} \right]^{0.5}, \quad (13)$$

где $N_{i\Sigma} = N_{ia} + N_{im}$; $\xi_{d_i} = N_{ia} / N_{i\Sigma}$; $S_{im} = V_{im} / \sqrt{2kT_e/M_{im}}$ – скоростное отношение (индекс a соответствует атомарным ионам, а m – молекулярным).

Для $r_p/\lambda_d \ll 1$, $1 \leq \Phi_W \leq (l_p/\lambda_d)^2$ и $0.1 \leq \tau \leq 3.0$ при собиране ионного тока одиночным цилиндрическим зондом отношение $I_{i\max}(\theta = 0)/I_i(\theta = \pi/2)$ и полуширина пика ионного тока насыщения пропорциональны степени неизотермичности $\beta = T_i/T_e$ высокоскоростного потока плазмы низкой плотности в ионосфере и в лабораторных условиях ($\tau = l_p/\lambda_d \beta^{0.5} S_i$ – параметр, характеризующий концевой эффект; θ – угол между вектором скорости потока V_{0i} и осью зонда) [18–20].

Приведенные выше формулы в предположении максвелловского распределения для заряженных частиц позволяют определить комплекс кинетических параметров ионов и электронов высокоскоростных потоков разреженной плазмы по в.а.х. двух взаимно ортогональных зондов Ленгмюра (при $\theta = 0$ и $\theta = \pi/2$): концентрации заряженных частиц $N_e \cong N_i$, температуру ионов T_i и электронов T_e , степень диссоциации ξ_{d_i} , скорость направленного движения ионов V_{0i} и потенциал плазмы φ_0 .

Детектор нейтрального компонента потока разреженной плазмы. Зонд давления

Для измерения и контроля параметров нейтрального компонента высокоскоростного потока разреженного газа и плазмы используются зонды давления в режиме бесстолкновительного обтекания [21]. С точки зрения удобства измерений в потоке определенными преимуществами обладают зонды давления с инверсно-магнетронным преобразователем (и.м.п.) с закрытой камерой ионизации в качестве чувствительного элемента. Конструктивная схема зонда давления приведена в [17, рис. 1]. Преобразователь помещен в корпус, выполняющий одновременно функции теплозащитного и магнитного экранов. Внешний диаметр корпуса $D_h = 50$ мм, длина $L_h = 85$ мм; диаметр входного отверстия $d_{ch} = 7$ мм; длина входного канала $l_{ch} = 22$ мм.

Газ внутри зонда находится в равновесии, которое не нарушается потоком частиц, влетающих через входное отверстие. Давление газа в резервуаре зонда определяется следующим выражением [21]:

$$P_{pp} = P_n \sqrt{T_W/T_n} B(S_n \cos \theta) \psi(S_n, l, \theta), \quad (14)$$

где $P_n = N_n k T_n$ – давление нейтрального компонента в невозмущенном потоке плазмы; N_n , T_n – концентрация и температура нейтральных частиц; T_W – температура стенок корпуса зонда; $S_n = V_{0n}/V_n$, V_{0n} – направленная скорость потока нейтрального компонента ($V_{0n} = V_\infty$ – скорость космического аппарата в ионосфере); $V_n = \sqrt{2kT_n/M_n}$, M_n – масса нейтральных частиц; $B = \exp(-S_n^2 \cos^2 \theta) +$

+ $\sqrt{\pi} S_n \cos \theta (1 + \operatorname{erf} S_n \cos \theta)$; $\operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-z^2} dz$ – интеграл вероятности; θ – угол между вектором скорости \mathbf{V}_{0n} и нормалью к плоскости входного отверстия \mathbf{n} зонда; $\psi = W(S_n, l, \theta) / W(0, l)$; $W(S_n, l, \theta)$ – коэффициент Клаузинга для частиц, поступающих в резервуар зонда через трубку; $W(0, l)$ – коэффициент Клаузинга для частиц, уходящих из резервуара зонда через трубку; $l = L_{ch} / d_{ch}$.

Для двух фиксированных положений зонда при $\theta_1 = 0$ и $\theta_2 = \pi/2$ из (14) следует

$$\frac{P_1}{P_2} = \sqrt{T_{W_1} / T_{W_2}} B_1(S_n) \frac{\Psi_1}{\Psi_2} \quad (15)$$

и

$$P_2 = P_n \sqrt{T_{W_1} / T_{W_2}} \Psi_2, \quad (16)$$

где $B_1 = B(S_n, \theta_1 = 0)$.

При $S_n \geq 2.5$ из (15) и (16) получим соотношения для определения температуры T_n и концентрации N_n нейтральных частиц в высокоскоростном потоке разреженной плазмы:

$$T_n = \xi \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^2 \frac{T_{W_1} \Psi_1}{T_{W_2} \Psi_2} \quad (17)$$

и

$$N_n = P_1 / k \sqrt{\xi T_{W_1}} \Psi_1 \quad (18)$$

или

$$N_2 = P_2 / k \sqrt{T_n T_{W_2}} \Psi_2, \quad (19)$$

где $P_1 = P_{pp}(\theta_1 = 0)$; $P_2 = P_{pp}(\theta_2 = \pi/2)$; $\xi^{0.5} = V_{0n} \sqrt{2\pi M_n / k}$.

Зависимости функций $\psi_1(S_n, l, \theta_1 = 0)$ и $\psi_2(S_n, l, \theta_2 = \pi/2)$ приведены в [21]. Индивидуальная характеристика и.м.п. зонда для нейтрального компонента может быть представлена в виде [22]

$$P = a (q_j I_c)^b, \quad (20)$$

где P – давление окружающей среды; I_c – ток разряда и.м.п.; a, b – постоянные и.м.п.; q_j – коэффициент чувствительности магниторазрядных вакуумметров для газового компонента типа j .

Соотношения (17)–(19) позволяют оценить значения параметров S_n, T_n и N_n нейтрального компонента в потоке разреженной плазмы.

Степень неизотермичности разреженной плазмы. Температура тяжелых частиц (ионов и нейтралов)

В [23] для слабоионизованной разреженной плазмы по результатам анализа энергообмена при столкновениях между заряженными и нейтральными частицами получена зависимость, устанавли-

вающая связь между температурами ионов, электронов и нейтралов:

$$T_e = \frac{\lambda_{en}^2 \delta_{in}}{\lambda_{in}^2 \delta_{en}} T_i (T_i - T_n), \quad (21)$$

где $\lambda_{\alpha n}$ – средняя длина свободного пробега при столкновениях заряженных и нейтральных частиц; $\delta_{\alpha n}$ – средняя доля энергии, теряемой при столкновениях электронов и ионов ($\alpha = e, i$) с нейтралами.

С учетом $\lambda_{en}^2 = 1 / N_n^2 \sigma_{en}^2$ и $\lambda_{in}^2 = T_i / N_n^2 \sigma_{in}^2 (T_i + T_n)$ из (21) следует

$$T_i = \left(T_n^2 + \frac{\sigma_{en} \delta_{en}^2}{\sigma_{in} \delta_{in}^2} T_e^2 \right)^{0.5} \quad (22)$$

или при $\delta_{in} = \frac{8 M_i M_n}{3(M_i + M_n)^2} \left(1 - \frac{T_n}{T_i} \right)$ [17, 24–26]

$$\left(\frac{T_e}{T_i} \right)^2 = \frac{0.67 \sigma_{in}^2}{\delta_{en} \sigma_{en}^2} \left(1 - \frac{T_n}{T_i} \right) \left(1 - \frac{T_n}{T_i^2} \right), \quad (23)$$

где $\sigma_{\alpha n}$ – эффективные сечения соударений заряженных и нейтральных частиц. Значения $\sigma_{\alpha n}$ для широкого диапазона энергий частиц и пар “ион–нейтрал” и “электрон–нейтрал” приведены в [25–28]. Значения $\delta_{en}(T_e)$ приведены в [26, 29–32].

Для атомарного кислорода в ионосфере $\delta_{eO} = 82.5 / T_n T_e^{0.5}$ [33, 34] из (23) следует

$$T_n (T_i^2 - T_n^2) \left(1 - \frac{T_n}{T_i} \right) = 1.23 \cdot 10^2 T_e^{3/2} \sigma_{en}^2 / \sigma_{in}^2. \quad (24)$$

С другой стороны, в [33] для ионосферной плазмы зависимость между температурами заряженных и нейтральных частиц представлена в виде

$$T_i = T_n + \frac{T_e - T_n}{1 + \frac{\delta_{in} v_{in}}{\delta_{ei} v_{ei}}}, \quad (25)$$

где $v_{in} = N_n \sigma_{in} \sqrt{\frac{8k}{\pi M_n} (T_i + T_n)}$ и $v_{ei} = 3.7 N_i \ln \Lambda / T_e^{3/2}$ – частоты соударений для пар “ион–нейтрал” и “электрон–ион”; $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм [27].

Зависимости (22)–(25) позволяют замкнуть задачу диагностики неизотермической плазмы низкой плотности в лабораторных условиях и в ионосфере: оценить величину температуры тяжелых частиц (ионов T_i или нейтралов T_n), если значения двух других определены по результатам зондовых измерений.

ДИАГНОСТИКА ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКОВ НЕРАВНОВЕСНОЙ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ

Лабораторная плазма

Экспериментальные исследования лабораторной плазмы проводились на плазодинамическом стенде Института технической механики НАН Украины. Стенд относится к классу плазменных газодинамических труб [10, 35–37].

Откачивающая система стенда производительностью около $100 \text{ м}^3/\text{с}$, наличие криопанелей, охлаждаемых жидким азотом, дают возможность реализовать в вакуумной камере (цилиндр $\varnothing 1.2$ и длиной 3.5 м) статическое разрежение 10^{-5} Па, а в рабочих условиях при натекании газа – давление 10^{-4} – 10^{-3} Па.

В качестве источника высокоскоростных потоков плазмы низкой плотности служит газоразрядный ускоритель с ионизацией рабочего тела электронным ударом и осцилляцией электронов во внешнем магнитном поле. Применение ускорителя с “саморазгоном” плазмы позволяет получать в вакуумной камере потоки частично ионизованных газов с молекулярной массой от 2 до 131.

Для измерения и контроля параметров плазменных потоков стенд снабжен системой подвижных электрических зондов, зондов давления, многоэлектродным зондом-анализатором, масс-спектрометром МХ 7303 и с.в.ч.-интерферометрами, работающими на частотах 37.5 и 5.45 ГГц. Зонды размещены на подвижных платформах верхнего и нижнего координатников с четырьмя степенями свободы каждый: продольным и поперечным перемещением в горизонтальной плоскости и вращением вокруг вертикальной оси. Точность отсчета линейных перемещений составляет 0.5 мм , угловых – 0.5° .

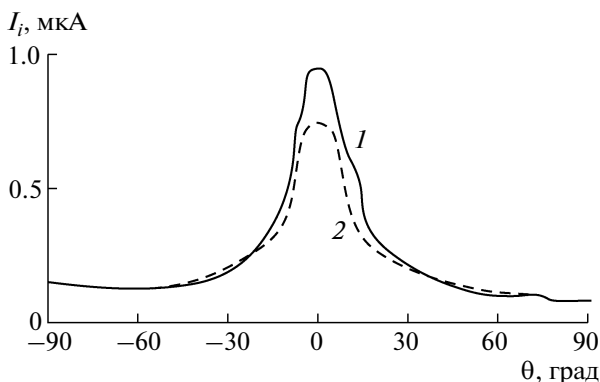


Рис. 1. Угловая зависимость ионного тока на цилиндрический зонд при фиксированном потенциале $\Phi_w \approx -15$ (концевой эффект). 1 – лабораторная плазма (стенд); 2 – ионосферная плазма искусственного спутника Земли Explorer-17.

Измерения параметров заряженных и нейтральных частиц высокоскоростного потока азотной плазмы проводились в рабочей зоне, где напряженность внешнего магнитного поля не превосходит ~ 160 А/м. При измерениях параметров заряженных частиц использовались цилиндрические зонды: из вольфрама радиусом $r_p = 2 \cdot 10^{-2}$ см и длиной $l_p = 2.0$ см и из молибдена – $r_p = 4.5 \cdot 10^{-3}$ см и $l_p = 0.45$ см; плоский зонд из молибдена с рабочей частью диаметром $2r_p = 0.35$ см, а также многоэлектродный зонд-анализатор (с тормозящим потенциалом) радиусом $r_p = 1.75$ см.

В условиях эксперимента при $2.5 \leq r_e \leq 4.1$ см и $2 \cdot 10^2 \leq r_i \leq 4 \cdot 10^2$ см для всех цилиндрических зондов ($r_p \ll r_{e,i}$, $l_p/r_e < 2\pi$) и зонда-анализатора ($r_p \ll r_i$) влияние внешнего магнитного поля на в.а.х. пренебрежимо мало. Для всех зондов, включая и зонд давления, при рабочем разрежении $\sim 10^{-3}$ Па в вакуумной камере стенда выполнялись условия бесстолкновительного обтекания. Измерения проводились для различных режимов работы ускорителя плазмы – тока разряда $0.3 \leq I_c \leq 8.0$ А. Погрешность измерения индивидуальных в.а.х. электрических зондов при изменениях потенциала зонда от 0 до 150 В и зондового тока от 10^{-7} до 10^{-1} А не превышала $\pm 1\%$.

При измерениях в широком диапазоне значений T_e и N_e для цилиндрических зондов реализовался режим собирания тока, ограниченного орбитальным движением частиц в поле зонда ($r_p/\lambda_d < 1.0$). Поэтому для анализа и обработки выходных сигналов электрических зондов (в.а.х.) использовались традиционные для зондовой диагностики приемы и процедуры [3, 16], приведенные выше формулы и соотношения. Определение параметров заряженных частиц дублировалось с использованием электронной и ионной ветвей в.а.х. зондов. Энергия ионов потока определялась по величине локального потенциала плазмы относительно анода ускорителя плазмы, а также по характеристикам многоэлектродного зонда-анализатора и плоского зонда [38]. Разброс полученных значений энергии ионов потока не превосходит $\pm 4.5\%$.

На рис. 1 представлена угловая зависимость ионного тока $I_i = I_i(\theta)$, обусловленная концевым эффектом при вращении цилиндрического зонда радиусом $r_p = 0.02$ см и длиной $l_p = 2.0$ см (кривая 1). Аналогичная зависимость наблюдалась и для цилиндрического зонда радиусом $r_p = 4.5 \cdot 10^{-3}$ см и длиной $l_p = 0.45$ см. Отношение $I_i^{\max}(\theta = 0)/I_i(\theta = \pi/2)$ пропорционально степени неизотермичности $\beta = T_i/T_e$ потока разреженной плазмы.

При изменении тока разряда источника плазмы от 0.3 до 8.0 А величина параметра τ , характе-

ризирующего концевой эффект, изменялась от 0.85 до 2.4, направленная скорость ионов V_{0i} потока плазмы – от 8.1 до 23.7 км/с. Контроль точности определения V_{0i} осуществлялся с помощью плоского зонда и с.в.ч.-интерферометра по процедуре работ [39, 40]. Полученные значения T_i приведены на рис. 2а.

Для оценки значений температуры нейтральных частиц T_n использовалось уравнение (23). Величины $\delta_{en}(T_e)$ и $\sigma_{\alpha n}$ для плазмы азота N_2 определялись по данным из [26–33]. Рассчитанные по (23) значения T_n приведены также на рис. 2а.

Для определения параметров нейтрального компонента плазмы использовался зонд давления. На рис. 3а представлена угловая зависимость $P(\theta)/P_{\max}$, измеренная в потоке лабораторной плазмы (кривая 2). Штриховой линией показана расчетная зависимость I при $S_n = 0.8$. Значения величины скоростного отношения S_n определялись по величине функции $B_1(S_n)$ из уравнения (15) методом последовательных приближений. При изменении тока разряда плазменного ускорителя от 0.3 до 8.0 А величина S_n изменялась в пределах от 0.2 до 0.9. По значениям T_n (рис. 2а) определен диапазон значений скорости направленного движения нейтральных частиц потока разреженной плазмы: $2.5 \cdot 10^4 \leq V_{0n} \leq 6 \cdot 10^4$ см/с.

Нейтральные частицы в плазме движутся с дозвуковой скоростью. Значения концентрации нейтральных частиц N_n , вычисленные по результатам измерения давления $P_2(\theta = \pi/2)$ с использованием (16), приведены на рис. 2б. Значения концентрации электронов N_e , вычисленные по формуле (7), также представлены на рис. 2б.

Таким образом, использование угловых циклограмм зондов давления и в.а.х. одиночных цилиндрических зондов Ленгмюра позволяет определить практически полный комплекс кинетических параметров нейтральных и заряженных частиц высокоскоростных потоков разреженной плазмы в лабораторных условиях.

Ионосферная плазма

Взаимодействие диагностических зондов с высокоскоростным потоком разреженной плазмы в условиях бесстолкновительного обтекания в ионосфере характеризуют семь основных параметров подобия [41] и масштабных коэффициентов:

- отношение направленной скорости потока V_∞ (полета космического аппарата) и тепловой скорости нейтральных частиц $S_n = V_\infty / \sqrt{2kT_n/M_n}$;
- отношение V_∞ к скорости ионного звука: $S_{ie} = V_\infty / \sqrt{2kT_e/M_i}$;

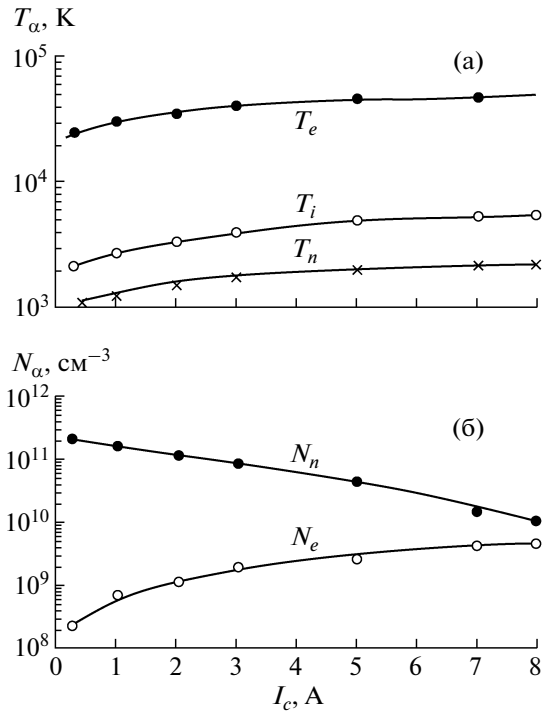


Рис. 2. Кинетические параметры потока лабораторной плазмы: температуры (а) и концентрации (б) заряженных и нейтральных частиц.

– 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 $\Phi_W = e\phi_W/kT_e = e(\phi_p - \phi_0)/kT_e$;

– степень неизомеричности плазмы T_i/T_e ;

– отношение характерного размера зонда к ларморовскому радиусу ионов r_p/r_i ;

– отношение характерного размера зонда к ларморовскому радиусу электронов r_p/r_e .

К дополнительным параметрам подобия и масштабным коэффициентам, характеризующим взаимодействие “зонд – плазма”, относятся:

- скоростное отношение для электронов плазмы $S_e = V_\infty / \sqrt{2kT_e/m_e}$;
- отношение длины цилиндрического зонда l_p к дебаевскому радиусу l_p/λ_d или $\tau = l_p/\lambda_d S_{ie}$;
- отношение потенциала зонда $e\phi_W$ к энергии направленного движения ионов $e\phi_W/0.5M_iV_\infty^2$ или Φ_W/S_{ie}^2 ;
- диапазон измеряемых датчиком и.м.п. давлений $P_{1\max}(\theta = 0)$ и $P_{2\min}(\theta = \frac{\pi}{2})$.

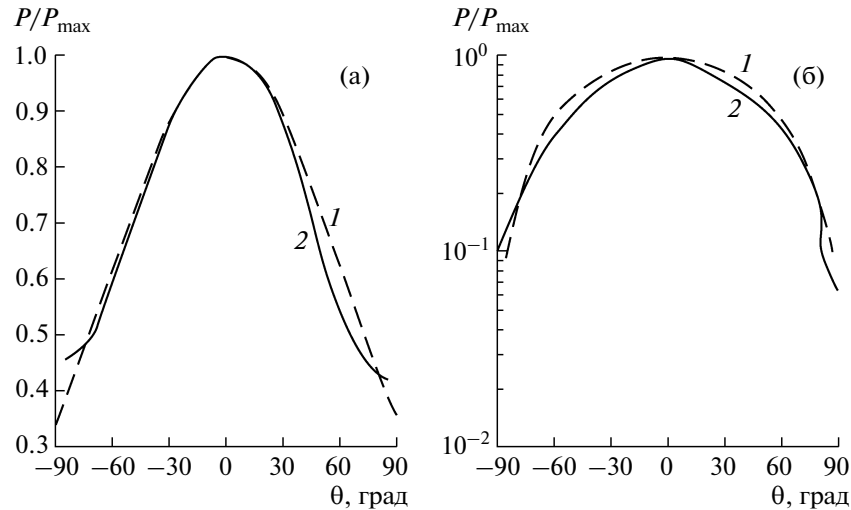


Рис. 3. Угловые циклограммы зонда давления: а – лабораторная плазма (1 – расчетная кривая при $S_n = 0.8$; 2 – измеренная); б – ионосферная плазма (1 – расчетная кривая при $S_n = 7.9$; 2 – измеренная на спутнике Explorer-32).

Параметры подобия позволяют получить критериальные соотношения, устанавливающие связь между параметрами потока плазмы в ионосфере и лабораторной плазмы [42].

Лабораторная плазма существенно неравновесна. С помощью существующих плазменных ускорителей практически не удается получить поток разреженного частично ионизованного газа со степенью неизотермичности, эквивалентной значениям параметра β в ионосфере.

На практике целесообразнее ориентироваться на температуру электронов T_{eM} потока лабораторной плазмы. При заданном отношении температур электронов $T_{eM}/T_e = \xi_M$ масштабный коэффициент r_p/λ_d , характеризующий режим сбора тока электрическим зондом, позволяет получить соотношение для концентрации заряженных частиц $N_{eM}/N_e = \xi_M \beta_M^{-2}$, где индекс M относится к параметрам потока лабораторной плазмы, без этого индекса – ионосферной плазмы; $\beta_M = r_{pM}/r_p$ – критерий геометрического моделирования при соответствующем подобии формы электрических зондов определяется отношением характерного размера (радиуса) зонда r_{pM} на стенде к характерному размеру зонда r_p в ионосфере. Используя масштабные коэффициенты r_p/r_e , S_{ie} и Φ_W при $M_{iM}/M_i = a_M$, получим соотношения для внешнего магнитного поля $B_M/B = \xi_M^{0.5} \beta_M^{-1}$ и скорости направленного движения ионов плазмы $V_{\infty M} = V_{\infty} (\xi_M/a_M)^{0.5}$, а также условия для потенциалов зонда $\phi_{WM} = \phi_W \xi_M$ и давления (выходного сигнала и.м.п.) $P_M = P b_M c_M$ в предположении однородности химического состава или преобладания од-

ного сорта молекул нейтрального компонента в ионосфере и в лабораторных условиях при $b_M = T_{nM}/T_n$, $c_M = N_{nM}/N_n$.

Приведенные критериальные соотношения и масштабные коэффициенты позволяют оценить размеры зондов и применить для ионосферы рассмотренную выше методику диагностики, процедуры анализа и обработки выходных сигналов и.м.п. и в.а.х. цилиндрического зонда Ленгмюра. Для ионосферы методика предполагает применение зонда давления с двумя и.м.п., нормали к апертурам входных отверстий которых взаимно-ортогональны (параллельны и перпендикулярны вектору скорости \mathbf{V}_{∞} полета космического аппарата), и одиночного цилиндрического зонда Ленгмюра, работающего в режиме сбора тока, ограниченного орбитальным движением частиц. Для параметров ионосферной плазмы на высоте $h \approx 700$ км [43] и условия сбора тока цилиндрическим зондом $r_p/\lambda_d \leq 1.0$ следует, что $r_p \leq 0.1$ см, а из условия пренебрежимо малого влияния внешнего магнитного поля на сбор тока бесконечно длинным цилиндрическим зондом ($l_p/r_p \geq 10^2$) получим $12 \leq l_p \leq 25$ см.

Кривой 2 на рис. 1 представлена угловая зависимость ионного тока насыщения, измеренного одиночным цилиндрическим зондом на искусственном спутнике Земли Explorer-17 на орбитах с высотами от 272 до 292 км и от 363 до 440 км и наклонениями от 33 до 42° и от 53 до 58°. Кривая характеризует измерения, выполненные зондом радиусом $r_p = 0.028$ см и длиной $l_p \approx 23$ см при $V_{\infty} \approx 7.9$ км/с, $T_e \approx 2200$ К, $N_i \approx 6.4 \cdot 10^5$ см⁻³ и $r_p/\lambda_d = 0.07$, $l_p/\lambda_d = 57.5$ [19]. Для кривой 2 сте-

пень неизотермичности ионосферной плазмы $\beta \approx 0.34$.

На рис. 3б представлена циклограмма измерения давления на спутнике Explorer-32 на высоте $h = 280$ км (перигей) [44]. Спутник стабилизирован вращением. Датчики давления – зонд магнетронного типа и датчик с холодным катодом – размещены на поверхности искусственного спутника Земли (максимум давления соответствует $P_1(\theta = 0)$). Кривая 1 на рис. 3б, рассчитанная авторами, хорошо коррелирует с измеренной кривой 2 при $S_n = 7.9$. При скорости полета космического аппарата $V_\infty = 7.7$ км/с и $S_n \geq 2.5$ из формулы (17) следует величина для температуры нейтральных частиц $T_n \approx 920$ К. Вычисленные для измеренных значений $P_2(\theta_2 = \pi/2) = 4.67$ и $10.7 \cdot 10^{-6}$ Па величины $N_n \approx 6.4 \cdot 10^8$ и $1.5 \cdot 10^9$ см $^{-3}$ хорошо коррелируют с данными [33].

На спутнике “Интеркосмос-10” без принудительной системы ориентации (эллиптическая орбита – перигей 265 км, апогей 1477 км) использовался одиночный цилиндрический зонд радиусом $r_p \approx 0.05$ см и длиной $l_p = 11.6$ см [5]. Использование в данной работе для обработки в.а.х. из [5] соотношений (1), (7)–(11) и традиционных процедур определения T_e и ϕ_0 позволило оценить величины V_∞ , N_e , T_e и M_i , которые согласуются с расчетными данными из [5]: $T_e = 2000$ К, $S_{ie} \approx 5.2$, $S_e \approx 0.03$, $N_i \approx 1 \cdot 10^4$ см $^{-3}$, $V_\infty = 7.5$ км/с, $T_i/T_e = 0.5$ при $r_p/\lambda_d = 1.6 \cdot 10^{-2}$.

Таким образом, для спутников без принудительной системы ориентации (стабилизированных вращением) циклограмма зонда давления, отношение токов $I_i^{\max}(\theta = 0)/I_i(\theta = \pi/2)$ цилиндрического зонда Ленгмюра (концевой эффект) и в.а.х. этого зонда позволяют определить практически полный комплекс кинетических параметров неравновесной ионосферной плазмы. В данной работе предпринята попытка показать, что для спутников с принудительной системой ориентации комплекс основных кинетических параметров нейтрального и заряженных компонентов ионосферной плазмы может быть определен по выходным сигналам детектора нейтральных частиц (при $\theta_1 = 0$ и $\theta_2 = \pi/2$) и в.а.х. одиночного цилиндрического зонда, ориентированного перпендикулярно вектору скорости набегающего потока плазмы (полета космического аппарата), в приближении $T_n \leq T_i < T_e$ и $N_i \approx N_e$.

Приведенные выше процедуры и формулы использовались для оценки кинетических параметров ионосферной плазмы для обработки и анализа выходных сигналов детектора нейтральных частиц и одиночного цилиндрического зонда Ленгмюра ($r_p = 0.05$ см, $l_p = 12.0$ см), установленных на косми-

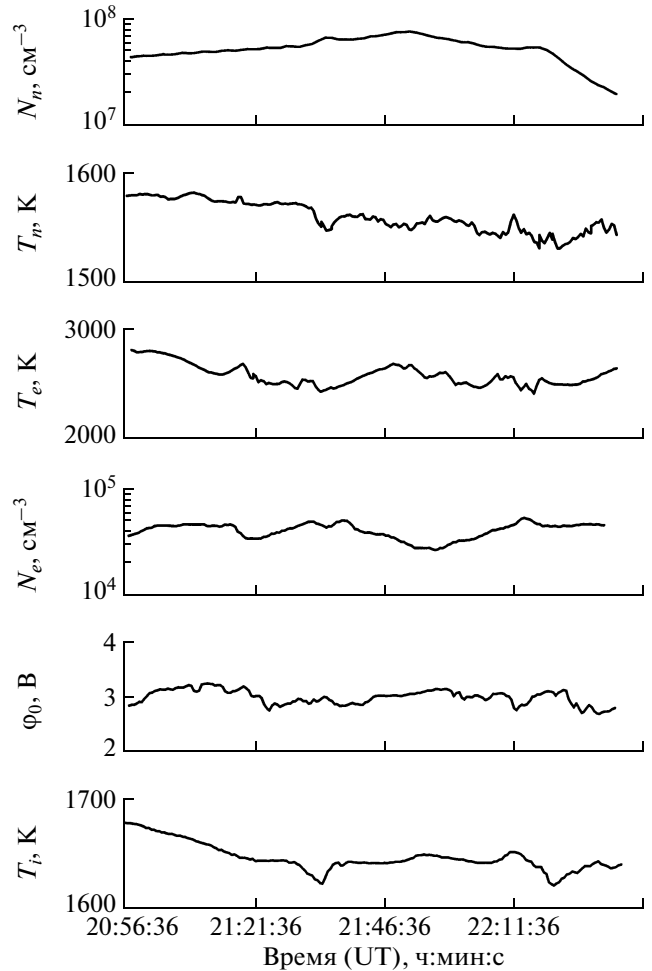


Рис. 4. Временные зависимости кинетических параметров ионосферной плазмы, измеренные на борту космического аппарата “Сич-2” ($h = 700$ км).

ческом аппарате “Сич-2”, запущенном 17.08.2011 г. ракетой-носителем “Днепр” на гелиосинхронную орбиту высотой $h = 700$ км с наклоном 98° . Детектор нейтральных частиц состоит из двух и.м.п. (конструктивная схема и.м.п. приведена в [17, рис. 1]). Габаритные размеры и.м.п. приведены выше.

Для обработки и анализа выходных сигналов детектора нейтральных частиц и в.а.х. одиночного зонда Ленгмюра космического аппарата “Сич-2” использовались те же формулы и процедуры, что при исследовании лабораторной плазмы. Результаты измерений на орбите (виток 23.11.2011 г.) представлены на рис. 4. В результате обработки выходных сигналов и.м.п. и в.а.х. цилиндрического зонда получены временные распределения (UT – Universal Time) температуры T_n и концентрации N_n нейтральных частиц, температуры T_e и концентрации N_e электронов, а также температуры T_i ионов. Значение средней массы ионов $M_i \approx 15.6$.

При вычислении значений T_i в ионосферной плазме использовались уравнения (24) и (25), приближения $\delta_{eO} \approx 82.5/T_n T_e^{0.5}$, $\delta_{iO} = \frac{2}{3}(1 - T_n/T_i)$, $\sigma_{eO} = 3.3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ и $\sigma_{in}^{o+o} \approx 4.6 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ из [33, 34]. При вычислениях T_i по (25) использовались 3 итерации, нулевое приближение соответствует упругим соударениям. Разброс вычисленных по (24) и (25) значений T_i не превосходит 3%. Полученные значения параметров ионосферной плазмы согласуются с данными [43] ($h = 700 \text{ км}$, максимум солнечной активности) и результатами измерений на космическом аппарате Demeter [7] на высоте $h = 750 \text{ км}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана методика и получены формулы для обработки и анализа выходных сигналов детектора нейтральных частиц и одиночного цилиндрического зонда Ленгмюра при диагностике высокоскоростных потоков неравновесной разреженной плазмы. Показано, что выходные сигналы двух зондов давления детектора нейтральных частиц и в.а.х. одиночного цилиндрического зонда Ленгмюра позволяют оценить значения комплекса основных кинетических параметров потока неравновесной разреженной плазмы в лабораторных условиях и ионосфере: температуру электронов, ионов и нейтралов, концентрацию и скорость направленного движения заряженных и нейтральных частиц, степень неизотермичности плазмы и потенциал пространства.

Информативность методики подтверждена результатами диагностики потоков неравновесной разреженной плазмы на борту космического аппарата "Сич-2" в ионосфере и на стенде.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шувалов В.А., Лазуценков Д.Н., Кочубей Г.С. и др. // ПТЭ. 2010. № 3. С. 80.
2. Шувалов В.А., Кочубей Г.С., Лазуценков Д.Н. // Теплофизика высоких температур. 2011. Т. 49. № 1. С. 28.
3. Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1969.
4. Бойд Р. // Методы исследования плазмы. Спектроскопия, лазеры, зонды / Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. М.: Мир, 1971. С. 506.
5. Москаленко А.М. // Космические исследования. 1979. Т. 17. № 1. С. 51.
6. Szuszczewicz E.P., Takacs P.Z. // Phys. Fluids. 1979. V. 22. № 12. P. 2424.
7. Lebreton J.P., Sverak S., Travnicek P. et al. // Planetary and Space Science. 2006. V. 54. P. 472.
8. Бахит Ф.Г., Дюжев Г.А., Циркель Б.И. и др. // Журн. техн. физики. 1977. Т. 47. № 11. С. 2269.
9. Laframboise J.G., Sonmor L.J. // J. Geophys. Research. 1993. V. 98. № A1. P. 337.
10. Шувалов В.А., Бандель К.А., Приймак А.И., Кочубей Г.С. // Прикл. механ. и техн. физика. 2008. Т. 49. № 1. С. 13.
11. Laframboise J.G. // Proceedings of the 4th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics. N.Y.: Academic, 1966. V. 2. P. 22.
12. Godard R., Laframboise J.G. // Planet. Space Sci. 1983. V. 31. № 3. P. 275.
13. McDonald P., Smetana F. // Proceedings of the 6th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics. San Diego (Cal): Academic, 1969. V. 2. P. 1617.
14. Котельников В.М. // Теплофизика высоких температур. 2008. Т. 46. № 3. С. 342.
15. Шотт Л. // Методы исследования плазмы / Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. М.: Мир, 1971. С. 459.
16. Смирнова В.В. // Геомагнетизм и аэрономия. 1966. Т. 6. № 2. С. 276.
17. Шувалов В.А., Кочубей Г.С., Приймак А.И. и др. // Теплофизика высоких температур. 2005. Т. 43. № 3. С. 343.
18. Hester S., Sonin A.A. // Phys. Fluids. 1970. V. 13. № 6. P. 1265.
19. Bettinger R., Chen A. // J. Geophys. Res. 1968. V. 73. № 7. P. 2513.
20. Sanmartin J. // Phys. Fluids. 1972. V. 15. № 6. P. 1134.
21. Кошмаров Ю.А., Рыжов Ю.А., Свищевский С.Б. Экспериментальные методы в механике разреженных газов. М.: Машиностроение, 1981.
22. Фролов Б.С., Минайчев В.Е., Александров А.Т. и др. Вакуумная техника: Справочник М.: Машиностроение, 1985.
23. Ленерт Б. Физика плазмы и магнитная гидродинамика. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. С. 65.
24. Альвен Г., Фельтхаммар К.Г. Космическая электродинамика М.: Мир, 1967.
25. Мак-Даниель И. Процессы столкновения в ионизированных газах. М.: Мир, 1967.
26. Саттон Дж., Шерман А. Основы технической магнитной газодинамики М.: Мир, 1968.
27. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. С. 592.
28. Дресвин С.В., Донской А.В., Гольдфарб В.М. и др. Физика и техника низкотемпературной плазмы. М.: Атомиздат, 1972.
29. Энгель А. Ионизованные газы. М.: Физматгиз, 1959.
30. Грановский В.А. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971.
31. Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977.
32. Мессу Т., Бархон Е. Электронные и ионные столкновения. М.: Изд-во иностр. лит., 1959.

33. *Гуревич А.В., Шварцбург А.В.* Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973.
34. *Кринберг И.А.* Кинетика электронов в ионосфере и магнитосфере Земли. М.: Наука, 1978.
35. *Шувалов В.А., Чурилов А.Е., Быстрицкий М.Г.* // Космические исследования. 2004. Т. 42. № 3. С. 238.
36. *Шувалов В.А., Кулагин С.Н., Кочубей Г.С. и др.* // Теплофизика высоких температур. 2012. Т. 50. № 3. С. 337.
37. *Martin A.D., Rodgers D.J., Kessel R.L.* Spacecraft/plasma interactions and electromagnetic effects in LEO and polar orbit : final report – volume 1; a review of previous work. Abington, Oxon, UK.: Culham Laboratory, 1990.
38. *Weber W.J., Armstrong R.J., Trulsen J.* // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. № 7. P. 4545.
39. *Шувалов В.А., Чурилов А.Е., Турчин В.В.* // Теплофизика высоких температур. 1978. Т. 16. № 1. С. 9.
40. *Шувалов В.А., Чурилов А.Е., Быстрицкий М.Г.* // Теплофизика высоких температур. 2000. Т. 38. № 6. С. 877.
41. *Альперт Я.Л., Гуревич А.В., Потаевский Л.П.* Искусственные спутники в разреженной плазме. М.: Наука, 1964.
42. *Шувалов В.А.* Моделирование взаимодействия тел с ионосферой. Киев: Наук. думка, 1995.
43. ECSS-E-10-04A. Space engineering, space environment: Standart ESA-ESTEC (21.01.2000). Noordwijk: ESTEC, 2000.
44. *Newton G., Silverman P., Pelz D.* // Proceedings of the 6th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics. San Diego (Cal): Academic, 1969. V. 2. P. 1571.