

УДК 537.525,533.9

РАЗРАБОТКА ОЦЕНОЧНОЙ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ВЧ-РАЗРЯДА ГЕЛИКОННОГО ТИПА

Кузенов В.В.^{1,2}

¹ Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики имени Н. Л. Духова»
Москва, 127055, Суцневская ул., д.22

² Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, 119526,
проспект Вернадского 101-1
vik.kuzenov@gmail.com

Аннотация

Построена приближенная математическая модель ВЧ-источника геликонного типа, которая позволяет решить самосогласованную задачу нахождения математических связей между вкладываемой мощностью, параметрами плазмы и электромагнитными полями, возбуждаемыми в цилиндрически симметричном ВЧ-источнике плазмы. На группе экспериментальных и расчетных данных произведена первоначальная верификация отдельных результатов численных расчетов, выполненных с использованием разработанной приближенной математической модели.

Ключевые слова: высокочастотная модель, геликонный разряд, ионизация.

DESIGNING AN EVALUATION PHYSICAL-MATHEMATICAL MODEL OF RF-DISCHARGE HELICON TYPE

Kuzenov V.V.^{1,2}

¹ Federal state unitary enterprise All-Russia research institute of automatics (VNIAA),
Russia, Moscow, 127055

² Ishlinskyi Institute for problem in mechanics RAS, Russia, Moscow, 119526
vik.kuzenov@gmail.com

In the framework of linear electrodynamics (in this case neglect the dependence of the dielectric tensor components of the plasma from the electromagnetic field excited by an external generator power) An approximate (estimated) mathematical model of the physical processes in the RF source helicon-type low-temperature rarefied plasma, which solves the problem of finding a self-consistent mathematical relationship between the injected power, the plasma parameters and electromagnetic fields excited in cylindrically symmetric RF plasma source. In the group on the experimental and calculated data are initially separate verification of the results of numerical calculations performed using the approximate mathematical model developed by RF plasma source helicon type.

Keywords: inductive plasma model, helicon discharge, ionization.

1. Введение

Геликонный разряд – это высокоэффективный источник плазмы ($\sim 10^{13}$ см³), представляющий собой разновидность ВЧ индукционного разряда, помещенного в слабое (50 ÷ 600 Гс) внешнее магнитное поле. В этом случае для создания высокоэффективного источника ионов частота внешнего генератора мощности ω и геометрические размеры (R, L) газоразрядной камеры подбираются так, чтобы можно было возбудить в ВЧ-плазме разряда систему собственных объемных колебаний геликонного типа. При этом частота ω , на ко-

торой работает внешний генератор мощности, лежит между электронной ω_H и ионной Ω_H ларморовскими частотами $\Omega_H < \omega < \omega_H$.

Собственные волны в плазме ВЧ-источника могут создаются (с помощью специальной спиральной антенны, форма которой оптимальна для возбуждения геликонных волн см. рис. 1), как резонансным способом – при частотах вблизи электронно-циклотронного резонанса $\omega \approx \omega_p$, так и нерезонансным способом – при частотах ниже электронно-циклотронной частоты $\omega < \omega_p$.

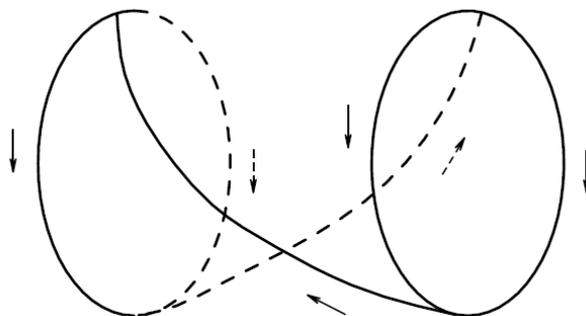


Рис.1. Схематическое изображение полуинвентивной антенны, которая входит в состав геликонного источника ионов

Важным техническим средством, используемым в геликонных источниках ионов, является внешнее стационарное (однородное или не однородное по пространству) магнитное поле параллельное оси симметрии газоразрядной камеры. Это внешнее магнитное поле способствует удержанию внутри плазмы заряженных частиц, возбуждению в ионном источнике электромагнитных геликонных волн и волн Трайвелписа – Гулда (ТГ), энергия которых может проникать вглубь плазмы и поглощаться во всем плазменном объеме.

Область существования (по давлению рабочего газа) индуктивного ВЧ разряда условно может быть разделена на две области: высокие давления (порядка атмосферного давления), при которых плазма разряда близка к равновесной; низкие давления (давления от 1 мТорр до 10 Торр), при которых генерируемая плазма является неравновесной.

Неравновесный ВЧ разряд геликонного типа может существовать в трех режимах (модах): в емкостном режиме (E-mode) при низкой мощности поглощаемой разрядной плазмой (в этом случае, за счет напряжения, приложенного к выводам антенны, реализуется емкостной разряд и геликонные волны не возникают); в индуктивном режиме (H-mode) при средней мощности, поглощаемой плазмой, в геликонном режиме (W-mode) при высокой мощности к плазме геликонного разряда. Между указанными режимами наблюдаются E-H-W переходные зоны. Экономичность, высокая надежность, простой способ регулировки и низкая себестоимость такого рода ВЧ-разрядов позволяет с высокой степенью эффективности проводить плазмохимические реакции, обработку и модификацию поверхностных слоев различных материалов, формирование тонких пленок, использовать их в области ускорительной техники и т.д.

При этом для нахождения условий возбуждения и анализа механизма поглощения волн в геликонных источниках ионов необходимо разработать приближенные (на первом этапе решения задачи) математические модели и численно решить самосогласованную задачу нахождения математических связей между вкладываемой мощностью, параметрами плазмы и электромагнитными полями, возбуждаемыми в цилиндрически симметричном ВЧ-источнике плазмы.

Основными элементами приближенной математической модели ВЧ-источника плазмы являются:

- математическая модель, учитывающая потери ВЧ мощности во внешней цепи источников плазмы (эти потери, при некоторых условиях, могут быть значительными) и

описывающая механизмы поглощения ВЧ мощности плазмой, а также физические процессы сопровождающие взаимодействие электромагнитная волна-плазма (параграф № 2);

- математическая модель, позволяющая находить математические связи между мощностью P_{Cell} , вкладываемой в плазму геликонного разряда, и теплофизическими параметрами плазмы (параграф № 3).

2. Математическая модель возбуждения собственных волн в плазме ВЧ-источника ионов при наличие в газоразрядной камере внешнего магнитного поля

В данном разделе рассматривается первый элемент приближенной математической модели ВЧ-источника ионов. Эта математическая модель описывает процессы, связанные с поглощением и возбуждением объемных собственных волн в плазме ВЧ-источника ионов. Введем понятия гирочастоты электронов ω_H и ионов Ω_H , а также плазменной частоты электронов ω_p и ионов Ω_p соответственно. Эти величины можно записать в виде (1)

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi n_e e^2}{m_e} \right)^{1/2}, \quad \Omega_p = \left(\frac{4\pi n_i e^2}{M_i} \right)^{1/2}, \quad \omega_H = \frac{|e\vec{B}_0|}{m_e c}, \quad \Omega_H = \frac{|e\vec{B}_0|}{M_i c}. \quad (1)$$

где m_e и M_i – массы электрона и иона соответственно.

Иногда формулы (1) записываются через нижнюю гибридную частоту $\omega_{НГ} = \omega_H \left(\frac{\Omega_p^2 + \Omega_H^2}{\omega_p^2 + \omega_H^2} \right)^{1/2}$ и верхнюю гибридную частоты $\omega_{ВГ} = (\omega_p^2 + \omega_H^2)^{1/2}$.

Геликонные волны в плазме ВЧ-разряда (при наличии внешнего магнитного поля) могут иметь место при выполнении для частоты ω внешнего генератора мощности следующего условия [2]:

$$\Omega_H \ll \omega_{НГ} < \omega \ll \omega_H < \omega_p.$$

Выберем цилиндрическую систему координат (r, φ, z) с единичными векторами $(\vec{r}_0, \vec{\varphi}_0, \vec{z}_0)$. Эти координаты связаны с декартовыми координатами соотношениями (2):

$$x = r \cos \varphi, \quad r = (x^2 + y^2)^{1/2}, \quad y = r \sin \varphi, \quad \varphi = \arctan(y/x). \quad (2)$$

Уравнения Максвелла в цилиндрической системе координат примут вид (3):

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial z} = -ik_0 B_r, \quad \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = -ik_0 B_\varphi, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial (rE_\varphi)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} = -ik_0 B_z, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = ik_0 D_r + \frac{4\pi}{c} j_r, \quad \frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = ik_0 D_\varphi + \frac{4\pi}{c} j_\varphi, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial (rH_\varphi)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} = ik_0 D_z + \frac{4\pi}{c} j_z. \end{aligned} \quad (3)$$

Уравнения неразрывности записываются следующим образом (4):

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (rD_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial D_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = 4\pi \rho, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial (rB_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial B_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0. \quad (4)$$

Здесь $k_0 = \omega/c$ – волновое число в свободном пространстве. Связь между поперечными компонентами вектора в цилиндрических и декартовых координатах даётся соотношениями (5)

$$A_r = A_x \cos \varphi + A_y \sin \varphi, \quad A_x = A_r \cos \varphi - A_\varphi \sin \varphi,$$

$$A_\varphi = -A_x \sin \varphi + A_y \cos \varphi, \quad A_y = A_r \sin \varphi + A_\varphi \cos \varphi. \quad (5)$$

Материальные уравнения [3] записываются следующим образом (6):

$$\vec{D} = \hat{\varepsilon} \vec{E}, \quad \vec{B} = \vec{H}. \quad (6)$$

где $\hat{\varepsilon}$ – тензор диэлектрической проницаемости магнитоактивной плазмы. Запись материальных уравнений в таком виде означает, что величина \vec{H} отождествляется с магнитной индукцией \vec{B} .

При математическом описании физических процессов в ВЧ-источнике ионов примем, что сплошная среда, находящаяся в газоразрядной камере является низкотемпературной плазмой, в которой внешнее однородное магнитное поле $\partial B_0 / \partial t = 0$ направлено по оси z цилиндрической системы координат. В этом случае тензор диэлектрической проницаемости плазмы $\hat{\varepsilon}$ может быть записан в виде (7)

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_\perp & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon_\perp & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_\parallel \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Компоненты тензора $\hat{\varepsilon}$ в случае двухкомпонентной плазмы, состоящей из распределенных по Максвеллу электронов и ионов одного сорта [4–6] при учёте электрон-нейтральных, ион-нейтральных и электрон-ионных столкновений в плазме и пренебрежении электрон-электронными соударениями, задаются формулами (8)

$$\begin{aligned} \varepsilon_\perp &= \varepsilon_\perp^{\text{Re}} + i\varepsilon_\perp^{\text{Im}} = 1 - \frac{\omega_{Le}^2 (\omega + iv_e)}{[(\omega + iv_e)^2 - \Omega_e^2] \omega} - \frac{\omega_{Li}^2 (\omega + iv_i)}{[(\omega + iv_i)^2 - \Omega_i^2] \omega} + \\ &+ i\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{Le}^2}{\omega k_z V_{Te}} \exp\left(-\frac{(\omega - \Omega_e)^2}{2k_z^2 V_{Te}^2}\right) + i\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{Li}^2}{\omega k_z V_{Ti}} \exp\left(-\frac{(\omega + \Omega_i)^2}{2k_z^2 V_{Ti}^2}\right), \\ g &= g^{\text{Re}} + ig^{\text{Im}} = -\frac{\omega_{Le}^2 \Omega_e}{[(\omega + iv_e)^2 - \Omega_e^2] \omega} + \frac{\omega_{Li}^2 \Omega_i}{[(\omega + iv_i)^2 - \Omega_i^2] \omega} + \\ &+ i\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{Le}^2}{\omega k_z V_{Te}} \exp\left(-\frac{(\omega - \Omega_e)^2}{2k_z^2 V_{Te}^2}\right) - i\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{Li}^2}{\omega k_z V_{Ti}} \exp\left(-\frac{(\omega + \Omega_i)^2}{2k_z^2 V_{Ti}^2}\right), \\ \varepsilon_\parallel &= \varepsilon_\parallel^{\text{Re}} + i\varepsilon_\parallel^{\text{Im}} = 1 - \frac{\omega_{Le}^2}{(\omega + iv_e) \omega} - \frac{\omega_{Li}^2}{(\omega + iv_i) \omega} + \\ &+ i\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{Le}^2 \omega}{k_z^3 V_{Te}^3} \exp\left(-\frac{\omega^2}{2k_z^2 V_{Te}^2}\right) + i\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{Li}^2 \omega}{k_z^3 V_{Ti}^3} \exp\left(-\frac{\omega^2}{2k_z^2 V_{Ti}^2}\right), \end{aligned} \quad (8)$$

здесь ω – частота высокочастотного электромагнитного поля, возникающего в плазме геликонного разряда от антенн различных конфигураций, $\omega_{Li} = \sqrt{4\pi n_i e^2 / M_i}$, $\omega_{Le} = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$ – ленгмюровские частоты ионов и электронов с концентрациями n_i и n_e соответственно; $\Omega_e = eB / m_e c$, $\Omega_i = eB / M_i c$ – ларморовские частоты вращения электронов и ионов во внешнем магнитном поле B ; $V_{Te} = \sqrt{kT_e / m_e}$, $V_{Ti} = \sqrt{kT_i / M_i}$ – тепловая скорость электронов и ионов; $\nu_e = \nu_{en} + \nu_{ei}$ – частота столкновений электронов; $\nu_{en} = n_0 V_{Te} \sigma_{ion}$ – частота столкновений (с ионизацией) электронов с нейтральными частицами; n_0 – концентрация нейтральных частиц в

плазме геликонного разряда; σ_{ion} – дифференциальное сечение ионизации электронами нейтралов; $v_{ei,k}$ – средняя частота электрон – ионных столкновений (с ионом сорта k) с передачей импульса: $v_{ei,k} = \frac{4\sqrt{2\pi} n_k Z_{i,k}^2 e^4 \ln \Lambda_{ei}}{3m_e^{1/2} (kT_e)^{3/2}}$, $\tau_{ei} = \frac{1}{v_{ei}} \cdot \frac{(1+\theta)}{8}$; $E_f = (h^2/2m_e)(3\pi^2 n_e)^{2/3}$ – энергия вырождения Ферми; $\theta = \exp(-E_f/kT_e)$ – параметр вырождения плазмы, описывающий, в том числе предельные случаи – классический ($\theta \gg 1$) и полностью вырожденный ($\theta = 0$) плазмы; n_k – концентрация ионов сорта k .

Кулоновский логарифм, учитывающий взаимодействие электронов и ионов $\ln \Lambda_{ei}$ определяется соотношениями $n_e [1/\text{см}^3]$, $\rho [\text{г}/\text{см}^3]$, $T_e [\text{эВ}]$ [7]:

$$\ln \Lambda_{ei} = 23.4 - 1.15 \lg n_e + 3.45 \lg T_e, \text{ при } T_e < 50 \text{ эВ};$$

$$\ln \Lambda_{ei} = 25.3 - 1.15 \lg n_e + 2.3 \lg T_e, \text{ при } T_e > 50 \text{ эВ};$$

$$\ln \Lambda_{ei} = \frac{1}{2} \ln \left(1 + \frac{b_{\max}^2}{b_{\min}^2} \right), \text{ при } T_e > 100 \text{ эВ},$$

$$b_{\max}^2 = \frac{k}{4\pi n_e e^2} (T_e^2 + T_f^2)^{1/2}, \quad b_{\min}^2 = \frac{(h/2\pi)^2}{12m_e k (T_e^2 + T_f^2)^{1/2}}, \quad T_f = \frac{2}{3} \frac{E_f}{k}.$$

Величина $v_{ii,k}$ – средней частоты ион – ионных столкновений равна $[T_i]$ – кэВ, $[\rho]$ – $\text{г}/\text{см}^3$:

$$v_{ii,k} = \frac{4\sqrt{2\pi} n_k Z_{i,k}^2 e^4 \ln \Lambda_i}{3M_{i,k}^{1/2} (kT_{i,k})^{3/2}}, \quad \tau_{ii} = \frac{1}{v_{ii}}, \quad \ln \Lambda_i = 0.5 \ln \left[1 + \frac{4.3993 \times 10^4 \cdot T_i^3}{\rho} \right].$$

В тензоре (8) диэлектрической проницаемости плазмы $\hat{\epsilon}$ учтено столкновительное, бесстолкновительное (черенковское и циклотронное) поглощение электромагнитных волн в плазме. При этом экспоненциальные слагаемые описывают поглощение объемных собственных волн в плазме с помощью бесстолкновительного механизма Ландау, а остальные слагаемые соответствуют столкновительному поглощению электромагнитных волн. Алгебраическая структура диэлектрической проницаемости определяется формулой вида:

$$\hat{\epsilon} = 1 + \delta\epsilon_e + \delta\epsilon_i.$$

Два слагаемых вида $\delta\epsilon_e, \delta\epsilon_i$ отвечают вкладу в диэлектрическую проницаемость электронов и ионов соответственно. Вклад различных компонент $\delta\epsilon_e, \delta\epsilon_i$ будет аддитивным при условии относительно небольшого влияния величин $\delta\epsilon_e, \delta\epsilon_i$ друг на друга.

По этой причине при построении тензора диэлектрической проницаемости плазмы $\hat{\epsilon}$ следует использовать правило следующего вида:

- вклады электронов и ионов в диэлектрическую проницаемость суммируются;
- переход от электронной компоненты к ионной компоненте тензора диэлектрической проницаемости при суммировании вкладов частиц осуществляется с помощью замены вида: $V_{Te} \rightarrow V_{Ti}$, $\omega_{Le} \rightarrow \omega_{Li}$, $\Omega_e \rightarrow -\Omega_i$ (при этом также меняется знак компоненты $ig \rightarrow -ig$).

Материальные уравнения плазмы (6) с учетом специального вида (7), (8) диэлектрической проницаемости плазмы $\hat{\epsilon}$ записываются следующим образом (9):

$$\vec{B} = \vec{H}, \quad D_r = \epsilon_{\perp} E_r + ig E_{\varphi}, \quad D_{\varphi} = \epsilon_{\perp} E_{\varphi} - ig E_r, \quad D_z = \epsilon_{\parallel} E_z. \quad (9)$$

Уравнения Максвелла в цилиндрических координатах (3), (4) с учётом материальных уравнений (9) принимают вид (10)

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial z} &= -ik_0 B_r, \quad \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = -ik_0 B_\varphi, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial (rE_\varphi)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} = -ik_0 B_z, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial B_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial B_\varphi}{\partial z} &= ik_0 (\varepsilon E_r - igE_\varphi) + \frac{4\pi}{c} j_r, \quad \frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} = ik_0 (igE_r + \varepsilon E_\varphi) + \frac{4\pi}{c} j_\varphi, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial (rB_\varphi)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial B_r}{\partial \varphi} &= ik_0 (\varepsilon_\perp E_z) + \frac{4\pi}{c} j_z. \end{aligned} \quad (10)$$

Далее будет рассмотрен один вариант решения системы уравнений (10): аксиально симметричный случай $\partial/\partial\varphi \equiv 0$. Тогда систему уравнений (10) можно упростить (11):

$$\begin{aligned} -\frac{\partial E_\varphi}{\partial z} &= -ik_0 B_r, \quad \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = -ik_0 B_\varphi, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial (rE_\varphi)}{\partial r} = -ik_0 B_z, \\ -\frac{\partial H_\varphi}{\partial z} &= ik_0 D_r + \frac{4\pi}{c} j_r, \quad \frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = ik_0 D_\varphi + \frac{4\pi}{c} j_\varphi, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial (rH_\varphi)}{\partial r} = ik_0 D_z + \frac{4\pi}{c} j_z. \end{aligned} \quad (11)$$

С целью получения аналитического решения системы уравнений (11) предположим, что все коэффициенты этой системы близки к постоянным величинам т.е. близки к коэффициентам рассчитанным по термодинамическим параметрам плазмы полученным путем усреднения по объему газоразрядной камеры геликонного разряда. Упростим вид решения системы уравнений Максвелла, взяв только отдельный член ряда Фурье (одномодовое приближение) по координате z :

$$\vec{E}(r, \varphi, z, t) = \vec{E}(r) \exp[-i\omega t + ik_z z], \quad \vec{B}(r, \varphi, z, t) = \vec{B}(r) \exp[-i\omega t + ik_z z], \quad k_z = \frac{\pi n}{L}.$$

Следуя работе [8] можно найти решение уравнения (11). Для расчета мощности W_{hell} , которая выделяется в плазме геликонного разряда, следует воспользоваться следующей формулой (12):

$$W_{Gell} = \frac{L\omega}{4} \int_0^R r \left\{ \varepsilon_\perp^{Im} (|E_r|^2 + |E_\varphi|^2) + \varepsilon_\parallel^{Im} |E_z|^2 + ig^{Im} (E_\varphi E_r^* - E_r E_\varphi^*) \right\} dr. \quad (12)$$

Для описания потерь энергии в антенне геликонного разряда примем, что мощность ВЧ-генератора (обозначаемая P_{Gell}) связана с мощностью выделяемой в антенне $P_{Ant} = I_{эл.ц}^2 R_{Ant}$ и плазме геликонного разряда W_{hell} следующим балансовым соотношением:

$$P_{Gell} = I_{эл.ц}^2 R_{Ant} + \alpha W_{Gell},$$

где R_{Ant} – активное сопротивление антенны, $I_{эл.ц}$ – полный ток, протекающий в электрической цепи ВЧ-источника, $\alpha(B_0)$ – доля энергии, поглощаемая плазмой разряда.

Активное сопротивление антенны определяется на основе соотношения

$$R_A = \frac{L_{Ant}}{2\pi R \delta \sigma_0},$$

где L_{Ant} – длина антенны вдоль её образующей; σ_0 – электропроводность материала антенны является материальной константой; δ – классическая толщина скин-слоя; R – радиус разрядной камеры геликонного разряда.

Полное сопротивление антенны должно учитывать явление самоиндукции:

$$R_{Ant} = \sqrt{R_A^2 + \omega^2 L_{\text{эф}}^2},$$

где $L_{\text{эф}}$ – эквивалентная индуктивность антенны.

3. Приближенная математическая модель расчета параметров плазмы в газоразрядной камере ВЧ-разряда

Рассмотрим второй элемент приближенной математической модели ВЧ-источника ионов, который позволяет находить математические связи ($P_{Gell} = I_{\text{эл.и}}^2 R_{Ant} + \alpha W_{Gell}$) между мощностью W_{Gell} , которая вкладывается в плазму геликонного разряда, мощностью P_{Gell} , подведенной к антенне, и теплофизическими параметрами плазмы.

При построении модели сформулируем следующие упрощающие предположения [8]:

- функция распределения электронов по энергиям является максвелловской, плазма считается квазинейтральной ($Z_i n_i^\Sigma = n_e^\Sigma$);
- скорость движения нейтральных частиц V_a равна их наиболее вероятной скорости $V_a = \sqrt{2kT_a/\pi M_a}$ при температуре T_a , ионы считаются не замагниченными;
- скорость движения ионов в направлении ортогональном оси симметрии системы $V_i^\perp \approx V_e^\perp$ совпадает со скоростью движения электронов в том же направлении;
- скорость истечения электронов через выходное торцевое отверстие геликонного источника ионов V_e^\parallel равна скорости истечения ионов $V_i^\parallel \approx V_i^\Sigma$.

Уравнение (13) определяет число ионов i -ого химического компонента появившихся в источнике объемом V и ушедших из объема газоразрядной камеры через поверхность с площадью S_i :

$$V \frac{\partial n_i^\Sigma}{\partial t} = V \left(\tilde{\nu}_I n_a^\Sigma n_e^\Sigma - \tilde{\nu}_{FP} n_i^\Sigma n_e^\Sigma - \tilde{\nu}_{TP} n_i^\Sigma [n_e^\Sigma]^2 \right) - S_e n_i^\Sigma V_e^\perp - S_i n_i^\Sigma V_i^\Sigma. \quad (13)$$

где n_a, n_e, n_i – концентрация тяжелых частиц сорта "а", электронов и ионов; V – объем рабочей камеры геликонного источника ионов; $V_i^\Sigma = \sqrt{2kT_i/\pi M_i}$ – скорость движения ионов равна их наиболее вероятной скорости.

Поток заряженных частиц (электронов) на боковую стенку камеры (при наличие внешнего магнитного поля B_0) определяется столкновениями электронов с нейтральными частицами, ионами и равен (без учета дрейфа) диффузионному потоку частиц из плазмы. В этом случае средний квадрат $\ell_r^2 \approx (\bar{r}, \bar{r})$ хаотических смещений \bar{r} электронов за время τ определяется процессом их диффузии:

$$\ell_r = \sqrt{D\tau}, \quad D \approx \frac{1}{3} r_e^2 \nu_e, \quad \nu_e = \nu_{ea} + \nu_{ei},$$

где $r_e = V_e^\perp / \Omega_e$ – гиромагнитный радиус электрона или радиус кругового движения электрона в плоскости перпендикулярной магнитному полю. Тогда время “жизни” электрона в камере геликонного разряда τ_p и скорость V_e^\perp , с которой электрон уходит на боковую стенку разрядной камеры, можно найти на основе соотношений:

$$\tau_p \approx \frac{D_{Gell}^2}{4D}, \quad V_e^\perp \approx \frac{1}{2} \sqrt{\frac{D}{\tau_p}} = \frac{D}{D_{Gell}}.$$

Используя известную связь $D = \lambda_\perp^e / (3/2) k n_e$ между коэффициентом диффузии D и коэффициентом теплопроводности λ_\perp^e , получим окончательно выражение (14) для скорости электронов в поперечном направлении V_e^\perp :

$$V_e^\perp \approx \frac{1}{D_{Gell}} \frac{2\lambda_\perp^e}{3kn_e}. \quad (14)$$

При этом коэффициент электронной теплопроводности λ_e^\perp в случае замагниченной плазмы может быть рассчитан с помощью формул [11]:

$$\lambda_\perp^e = \frac{Z_i \rho k T_e}{M_i m_e v_e} \frac{(\gamma_1^1 x^2 + \gamma_0^1)}{(x^4 + \delta_1 x^2 + \delta_0)}, \quad x = \Omega_e \tau_e.$$

где m_e – масса электрона; e – заряд электрона; c – скорость света в вакууме.

Коэффициенты γ_1^1 , γ_0^1 , δ_1 , δ_0 зависят от величины среднего заряда $Z_i = n_e / n_i^\Sigma$ и аппроксимированы на основании работы [11]:

$$\gamma_1^1 = \frac{3.25(Z_i + 0.435)}{Z_i}, \quad \gamma_0^1 = \frac{1.2(Z_i + 9.77)}{Z_i}, \quad \delta_1 = \frac{7.482(Z_i + 0.977)}{Z_i}, \quad \delta_0 = \frac{0.096(Z_i + 38.27)}{Z_i}.$$

Время релаксации τ_{ea} в процессах обмена энергией между электронами и тяжелыми частицами можно найти на основе выражения:

$$\nu_{ea} = \frac{1}{\tau_{ea}} = \frac{8}{3} \sum_{n \neq e} \frac{\rho_a}{M_a} \Omega_{en}^{(1,1)},$$

где $\Omega_{en}^{(1,1)}$ – интеграл упругих столкновений электронов и тяжелых частиц [12].

Величина $\Omega_{en}^{(1,1)}$ рассчитывается с помощью формулы

$$\Omega_{en}^{(\ell,s)} = \sqrt{\frac{kT_e}{8\pi m_e}} \int_0^\infty \exp(-\varepsilon) \varepsilon^{s+1} Q^{(\ell)}(\varepsilon kT_e) d\varepsilon.$$

При расчете данного интеграла используются транспортные сечения рассеяния $Q^{(\ell)}(\varepsilon)$, зависящие от энергии относительного движения частиц ε и определенные экспериментально или методами квантовой теории рассеяния:

$$Q^{(\ell)}(\varepsilon) = 4\pi \left[L^2 + \frac{4L}{5} \left(\frac{\pi\alpha q}{a_0} \right) + \frac{1}{6} \left(\frac{\pi\alpha q}{a_0} \right)^2 \right], \quad q = \frac{\sqrt{2m_e \varepsilon}}{\hbar},$$

где ε – удельная (Дж/кг) энергия относительного движения сталкивающихся частиц; T_e – температура электронов плазмы; a_0 – боровский радиус; $L = a_0 \sqrt{\frac{\alpha}{a_0^3}} \operatorname{ctg} \left(\frac{I_k}{2I_H} \sqrt{\frac{\alpha}{a_0^3}} \right)$ – длина рассеяния электронов, I_k – энергия ионизации атома (молекулы); α – поляризуемость молекулы (атома).

Рассматриваемая плазма может представлять собой смесь произвольного числа компонент веществ сорта k . В этом случае состав среды во всей расчетной области описывается с помощью объемных долей f_k вещества сорта k . Обозначим через $n_e^\Sigma = \sum_{k=1}^N Z_k n_k$ полное

число электронов в данной пространственной точке, через $n_i^\Sigma = \sum_{k=1}^N n_k$ полное число ионов в

той же пространственной точке, а через $n_k = f_k n_i^\Sigma$ число ионов сорта k (при этом $\sum_{k=1}^N f_k = 1$).

Тогда $n_e^\Sigma = \sum_{k=1}^N Z_k n_k = Z n_i^\Sigma$. Отсюда следуют два выражения для суммарного среднего заряда Z и суммарной плотности электронов n_e^Σ :

$$Z = \frac{\sum_{k=1}^N Z_k n_k}{n_i^\Sigma} = \sum_{k=1}^N Z_k f_k, \quad n_e^\Sigma = Z n_i^\Sigma.$$

Тогда величину среднего заряда плазмы $Z_k(t)$ будем находить из уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dZ_k}{dt} &= \left(\tilde{v}_I n_e^\Sigma - \tilde{v}_{F.P} n_e^\Sigma - \tilde{v}_{T.P} [n_e^\Sigma]^2 \right), \quad k = \overline{1, N}, \\ \tilde{v}_I &= 10^{-7} \left[\frac{I_H}{I(Z_k)} \right]^{3/2} \exp \left[-\frac{I(Z_k)}{kT_e} \right] \left[\frac{I(Z_k)}{kT_e} \right]^{1/2} \left[1 + \frac{I(Z_k)}{kT_e} \right]^{-1}, \\ \tilde{v}_{FP} &= 6 \times \lambda \times 10^{-14} \left[\frac{I(Z_k)}{I_H} \right]^{1/2} \left[\frac{I(Z_k)}{kT_e} \right]^{3/2} \left[1 + \frac{I(Z_k)}{kT_e} \right]^{-1}, \quad \lambda = 1 \div 5, \\ \tilde{v}_{TP} &= 3.3 \times 10^{-31} \left[\frac{I_H}{I(Z_k)} \right]^{3/2} \left[\frac{I_H}{kT_e} \right]^{3/2} \left[\frac{I(Z_k)}{kT_e} \right]^{1/2} \left[1 + \frac{I(Z_k)}{kT_e} \right]^{-1}, \\ I(Z_k; Z_{я,k}) &= I_H \frac{\left[(Z_k^3/3) + (Z_k^2/2) + (Z_k/6) \right]}{\left[0.85 + 0.15 Z_{я,k}^{2/3} \right]}, \quad [\text{эВ}] \end{aligned}$$

$$Z_i n_i^\Sigma = Z_i \sum_{k=1}^s n_{i,k} = n_e^\Sigma, \quad Z = \sum_{k=1}^N Z_k f_k, \quad A = \sum_{k=1}^N A_k f_k, \quad M_\Sigma = A \cdot m_p.$$

где $I_H = 13.6$ [эВ] – потенциал ионизации атома водорода; $m_p = 1.67262158 \times 10^{-24}$ [г] – масса протона, $Z_{я,k}$ – заряд ядра k -й компоненты; A – средняя молярная масса; f_k , A_k – объемные доля и молярная масса k -й химической компоненты.

С помощью уравнения (15) можно рассчитать баланс электронов, рожденных в источнике объемом V и ушедших из объема на стенки газоразрядной камеры:

$$\begin{aligned} V \frac{\partial n_e^\Sigma}{\partial t} &= V \frac{\partial (Z_i n_i^\Sigma)}{\partial t} - \frac{S_e V_e^\perp Z_i n_i^\Sigma}{4} \exp \left(-\frac{e\varphi}{kT_e} \right) - \frac{S_i V_i^\Sigma Z_i n_i^\Sigma}{4} \exp \left(-\frac{e\varphi}{kT_e} \right), \quad (15) \\ \frac{\partial (Z_i n_i^\Sigma)}{\partial t} &= Z_i \frac{\partial n_i^\Sigma}{\partial t} + \frac{n_e^\Sigma}{Z_i} \frac{\partial Z_i}{\partial t}, \end{aligned}$$

где S_i , S_e – площадь поверхности источника, на которую могут выпадать электроны; φ – потенциал плазмы относительно стенок; $V_e^\perp = V_i^\Sigma$ – скорость движения электронов на выходе из источника ионов равна продольной (осевой) скорости ионов.

Уравнение (16) определяет число всех "тяжелых" частиц для произвольного момента времени t :

$$V \frac{\partial n_a^\Sigma}{\partial t} = \left(S_a n_a^\Sigma \sqrt{\frac{2kT_a}{\pi M_a}} \right) \Big|_{inlet} - S_i \frac{n_e^\Sigma}{Z} \sqrt{\frac{2kT_a}{\pi M_a}} - S_i \frac{n_e^\Sigma}{Z} V_i^\Sigma, \quad (16)$$

$$n_{a,j} = f_j n_a^\Sigma, \quad g_j = f_j \frac{A_j}{\sum_{k=1}^s A_k f_k}, \quad n_a^\Sigma = \sum_{k=1}^s n_{a,k},$$

где n_a^Σ – суммарная плотность тяжелых частиц; $M_a = M_i$; m_e – масса тяжелых частиц сорта "а" и электронов; T_a – температура атомов; f_j, g_j – объемная и массовая доли j -й компоненты.

Это уравнение фиксирует равенство числа атомов или молекул рабочего газа, поступающих в газоразрядную камеру в единицу времени и покинувших её через отверстия ионно-оптической системы в виде атомов, молекул или ионов. Прозрачность ионно-оптической системы для атомов и ионов может различаться, поэтому площади истечения ионов и атомов обозначены в уравнении (16), как S_i и S_a соответственно.

Скорость образования электронов $W_i = f_i n_a^\Sigma n_e^\Sigma Z_{ion}$, необходимая при расчете температуры электронов T_e , может быть найдена на основе величины скорости ионизации Z_{ion} . При этом скорость ионизации Z_{ion} определяется формулой (17)

$$Z_{ion} = \sqrt{\frac{2m_e}{M_i}} \int_0^\infty \sigma_{ion}(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} f(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (17)$$

Для расчета скорости ионизации электронным ударом используются различные аналитические формулы. Одна из наиболее часто используемых формул имеет следующий вид:

$$Z_{ion} = \frac{6.69 \times 10^{-7} \exp(-\beta_{z,zoct})}{(T[\text{эВ}])^{3/2} \beta_{z,zoct}} F(\beta_{z,zoct}), \quad [\text{см}^3 \text{ с}^{-1}]$$

где $\beta_{z,zoct} = \frac{I_{z,zoct}}{kT}$; $I_{z,zoct}$ – потенциал ионизации атома (иона); T – кинетическая температура газа в рассматриваемой области. Индекс $z, zoct$ означает, что данная величина относится к иону с зарядом атомного остатка Z_{ocm} атома (иона) с зарядом ядра Z . Функция $F(\beta)$ аппроксимируется следующим способом:

$$F(\beta) = A[1 - \beta f_1(\beta)] + B[1 + \beta - \beta(2 + \beta) f_1(\beta)] + C f_1(\beta) + D \beta f_2(\beta),$$

$$f_1(\beta) = e^\beta \int_1^\infty e^{-t\beta} \frac{dt}{t}, \quad f_2(\beta) = e^\beta \int_1^\infty e^{-t\beta} \ln(t) \frac{dt}{t}.$$

Здесь A, B, C, D – аппроксимационные коэффициенты, определены экспериментальными или теоретическими сечениями ионизации [13].

Уравнение энергии электронов имеет вид (18)

$$\begin{aligned} VC_{V,e} n_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = & W_{Gell} - Q_{ei} V - (kT_e) S_e V_i^\Sigma n_e - (kT_e) \frac{S_e V_e^\perp n_e}{4} \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT_e}\right) - \\ & - (e\varphi) S_i n_i^\Sigma V_i^\Sigma - V \sum_{i=1}^s (eU_i W_i) - V \sum_{i=1}^s (eU_i R_i W_{i,возб}), \end{aligned} \quad (18)$$

где W_{Gell} – ВЧ-мощность, вкладываемая в плазму; U_i – потенциал ионизации компонент рабочего газа; $W_{i,возб} = f_i n_a^\Sigma n_e^\Sigma Z_{возб,i}$ – скорость образования возбужденных частиц i -го химического компонента; $W_i = f_i n_a^\Sigma n_e^\Sigma Z_{ion}$ – скорость образования ионов i -го химического компонента.

Данное уравнение фиксирует равенство вкладываемой в плазму мощности W_{Gell} и мощности $(kT_e) \frac{S_e V_e^{-1} n_e}{4} \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT_e}\right)$, $(kT_e) S_e V_i^{\Sigma} n_e$, выносимой на ее стенки электронами, энергия движения которых в направлении стенки превышает уровень $e\varphi$, и ионами $(S_i (e\varphi) n_i^{\Sigma} V_i)$, а также затраченной на ионизацию $\left(V \sum_{i=1}^s (eUW_i)\right)$ и возбуждение $\left(V \sum_{i=1}^s (eU_i R_i W_{i,возб})\right)$ частиц в объеме V .

Если газ состоит из атомов, то удельная теплоемкость (на единицу массы) равна (в этом случае существуют только три степени свободы для поступательного движения):

$$C_{v,j} = \frac{3}{2} k, [\text{Дж К}^{-1}]; C_{v,j} N_A, [\text{Дж моль}^{-1} \text{ К}^{-1}],$$

где $N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ – число Авогадро.

Уравнение энергии ионов имеет следующую форму:

$$V C_V^i \frac{\partial T_i}{\partial t} = (e\varphi) S_i n_i^{\Sigma} V_i^{\Sigma} + Q_{ei} V, C_V^i = \sum_{j=1}^s f_j n_j (C_{v,j} + C_{ep,j} + C_{кл,j}), \left[\frac{\text{Дж}}{\text{см}^3 \text{К}} \right],$$

где C_V^i – удельная теплоемкость всех химических компонент присутствующих в газоразрядной камере геликонного разряда.

Энергия Q_{ei} , передаваемая в единицу времени в единице объема от электронов к ионам, может быть рассчитана по формуле:

$$Q_{ei} = \sum_{k=1}^s f_k \frac{2m_e}{M_k} \frac{3}{2} k (T_e - T_{i,k}) v_{ei,k} n_e,$$

где f_k – объемная доля вещества сорта k .

Доля потерь энергии на излучение атомов R_i задается формулой (19)

$$R_i = \frac{\sum_k E_k Z_{возб,k}}{eU_i \cdot \sum_k Z_{возб,k}}, \quad (19)$$

здесь E_k – энергия возбуждения с "k" уровня.

Скорость возбуждения $Z_{возб,k}$ можно найти с помощью приближения Бете – Борна и полуэмпирической формулы Дравина:

$$Z_{возб,k} = 8\pi a_0^2 \left(\frac{Ry}{\Delta E_{kn}} \right)^2 f_{kn} u_{kn} \cdot \sqrt{\frac{2kT_e}{\pi m_e}} [\psi_1(u_{kn}) + 0.1 \exp(-u_{kn})], [\text{см}^3 \text{ с}^{-1}]$$

$$u_{kn} = \frac{\Delta E_{kn}}{kT_e} = \frac{E_k - E_n}{kT_e}, \psi_1(u) = \int_{t=u}^{\infty} \left(1 - \frac{u}{t} \right) \exp(-t) \ln\left(\frac{1.25t}{u} \right) dt,$$

где E_k, E_n – энергия возбуждения "k" и "n" уровня, отсчитываемые от границы континуума ионизованных состояний; $Ry = I_H = 13.6$ [эВ] – потенциал ионизации атома водорода (Ридберг); a_0 – радиус первой боровской орбиты атома водорода; f_k – сила осциллятора для связанно-свободного перехода.

Значения сил осцилляторов для различных элементов приведены в [14]. Если принять, что все возбужденные частицы в объеме V мгновенно девозбуждаются (с испусканием излучения), а плазма, находящаяся в канале геликонного разряда является оптически прозрачной (т.е. выполняется условие, что длина пробега кванта излучения ℓ_v существенно

больше любого геометрического размера разрядного канала $\ell_v \gg L_{Gell}$), то дивергенция излучательного потока энергии может быть оценена [15] с помощью выражения:

$$\operatorname{div} \vec{W} = \langle \chi \rangle 4\sigma T^4 \quad \text{или} \quad \sum_{i=1}^s (eU_i R_i W_{i, \text{воб}}) = \langle \chi \rangle 4\sigma T^4.$$

Расчет, входящих в выражение (48) оптических χ_v параметров (коэффициента поглощения) рабочих сред может выполняться, в рамках приближения ЛТР и в водородоподобном приближении по формуле Унзольда – Крамерса [16].

Осредненный по спектру коэффициент поглощения $\chi(T, \rho)$ для случая оптически прозрачной плазмы следует определять с помощью осреднения по Планку истинного коэффициента поглощения χ_v :

$$\langle \chi \rangle (T, \rho) = \int_0^{\infty} \chi_v(T, \rho, x) G(x) dx, \quad x = \frac{h\nu}{kT},$$

где $G(x) = \frac{15}{\pi^4} \exp(-x) x^3$ – вес пропорциональный функции Планка.

В прилегающих непосредственно к диэлектрической стенке рабочей камеры геликонного разряда слоях плазмы имеется область, где не выполняется условие квазинейтральности (размером порядка дебаевского радиуса $d = \left(\sum_{j=1}^s \frac{q_j^2 n_j}{\varepsilon_0 k T_j} \right)^{-1/2}$, где q_j, n_j, T_j – электрический заряд, концентрация частиц и температура частиц типа j ; k, ε_0 – постоянная Больцмана и диэлектрическая проницаемость вакуума.). В этой области формируется амбиполярный поток заряженных частиц, который отрицательно заряжает диэлектрическую стенку и направляет электрическое поле (формируя потенциал плазмы φ) к стенке рабочей камеры.

Условием отсутствия полного тока на стенку камеры является близость ($J_e \approx J_i$) потока электронов J_e и потока ионов J_i . Отсюда потенциал плазмы φ относительно стенок рабочей камеры геликонного разряда можно оценить с помощью соотношения (21). Для этого введем понятие потока электронов J_e и ионов J_i :

$$\begin{aligned} J_e &= 2\sqrt{2\pi} n_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \frac{L_{gell} D_{gell}}{2} \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT_e}\right), \\ J_i &= 2\sqrt{2\pi} f_i n_i^{\Sigma} \sqrt{\frac{2kT_i}{\pi M_i}} \frac{L_{gell} D_{gell}}{2} \left(1 + \frac{Z_i e \varphi}{kT_i}\right) \end{aligned} \quad (20)$$

где D_{Gell}, L_{Gell} – диаметр и длина рабочей камеры геликонного разряда.

Тогда изменение зарядового числа Z_d относительно стенок рабочей камеры определяется (21) балансом потоков электронов J_e и ионов J_i [17]:

$$\frac{dZ_d}{dt} = J_e - \sum_{i=1}^s Z_i J_i. \quad (21)$$

При этом предполагается, что связь зарядового числа поверхности камеры Z_d (под ним понимается заряд, выраженный в единицах элементарного заряда) и её поверхностного потенциала φ определяется выражением: $\varphi = \frac{eZ_d}{D_{gell}/2}$.

Уравнения системы (13)–(21) интегрируются по времени t (с пятым порядком точности $O(\Delta t^5)$) с помощью неявного (позволяющего преодолеть "жесткость" системы уравнений, определяющей теплофизические характеристики плазмы), многостадийного метода Рунге–Кутты.

4. Отдельные результаты вычислений физических характеристик ВЧ-источника плазмы

В данном разделе произведена верификация результатов численных расчетов, которые выполнены на основе двух выше разработанных главных элементов приближенной математической модели индуктивного ВЧ-источника плазмы, и набора экспериментальных данных.

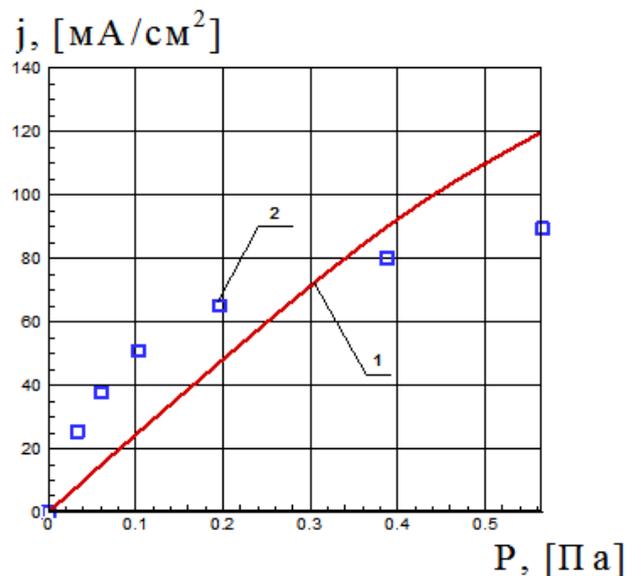


Рис.1. Сравнение экспериментальной (2) и расчетной (1) зависимостей плотности ионного тока j от давления рабочего газа P . Рабочая частота антенны 13.56 МГц; $P_{\text{Gell}} = 0.8$ кВт; $B = 120$ Гс; рабочий газ – Ar, $R = 10$ см, $L = 25$ см

Экспериментальная установка, относящаяся к первой верификационной группе, описана в работе [16] и состоит из кварцевого реактора диаметром 20 см и длиной 25 см, вокруг которого установлена геликонная антенна, соединенная с генератором высокой частоты через согласующее устройство. Реактор закрыт металлическим немагнитным экраном, на котором установлены электромагниты, создающие регулируемое магнитное поле в реакторе. Результаты выполненного сопоставления показаны на рис.1 (погрешность экспериментальных значений в данном случае составляла величину $(10 \div 15)\%$). Зондовые измерения, выполненные в данной работе при различных режимах работы источника, показали, что концентрация электронов в плазме достигала уровня $n_e^{\Sigma} = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, а энергия электронов располагалась в диапазоне $T_e = (3-5)$ эВ. При этом в расчетах, выполненных по разработанной математической модели (раздел №1), концентрация электронов близка к $n_e^{\Sigma} = 0.4 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, а температура электронов $T_e = (4,5-5,9)$ эВ.

На рис. 2 показаны расчетные зависимости температуры электронов T [эВ] от давления рабочего газа P [мТорр] в ВЧ-индуктивном источнике плазмы (т.е. без внешнего магнитного поля).

Одна из этих расчетных зависимостей (кривая №1) получена на основе математической модели (раздел №1) данной работы, а вторая расчетная зависимость (кривая №2) взята из работы [18]. При этом кривая №2 получена на основе расчета, выполненного по математической модели [18-25] для ВЧ-индуктивного источника аргонной плазмы с диаметром

$D=2R=46$ см и длиной $L=30$ см, в диапазоне давлений $P \approx (1 \div 100)$ мТорр. Отметим, что для получения необходимых для практических работ пространственных распределений плотностей ионного тока j , температур T_e, T_i , концентраций электронов n_e^Σ и ионов n_i^Σ в газоразрядной камере и на выходе из источника следует разработать более точные 2D или 3D математические модели ВЧ-источника плазмы.

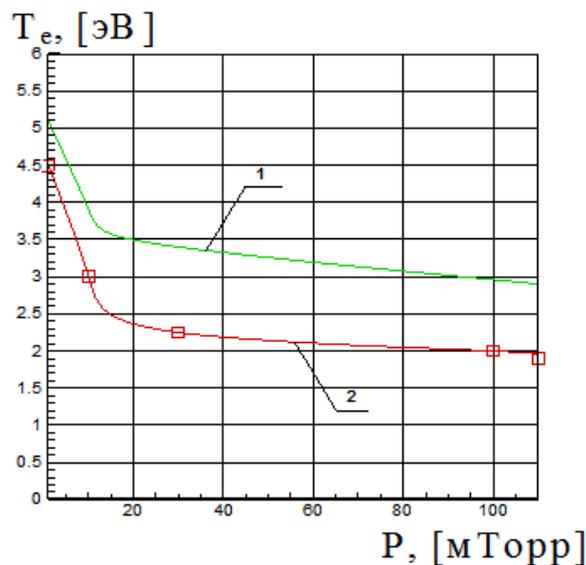


Рис.2. Сравнение расчетных зависимостей температуры электронов T_e [эВ] от давления рабочего газа P . Рабочая частота антенны 13.56 МГц; $P_{Cell} = 0.8$ кВт; $B = 120$ Гс; рабочий газ – Ar, $R = 23$ см, $L = 30$ см

Заключение

В рамках линейной электродинамики разработана приближенная (оценочная) математическая модель физических процессов в ВЧ-источнике низкотемпературной разреженной плазмы, которая позволяет решить самосогласованную задачу нахождения математических связей между вкладываемой мощностью, параметрами плазмы и электромагнитными полями, возбуждаемыми в цилиндрически симметричном ВЧ-источнике плазмы. Разработан вычислительный код, позволяющий производить оценочные расчеты электромагнитных полей, возбуждаемых в плазме антеннами различных конфигураций, а также параметров плазмы внутри газоразрядной камеры.

На группе экспериментальных данных произведена первоначальная верификация отдельных результатов численных расчетов, выполненных с использованием двух основных элементов приближенной квазиодномерной математической модели ВЧ-источника плазмы.

Более тщательный учет таких значимых эффектов, как пространственность, самосогласованность математической модели, подробный расчет процессов ионизации и рекомбинации и т.д., может привести к лучшему согласованию результатов полученных расчетным и экспериментальным путем.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России, в рамках программы фундаментальных исследований Президиума РАН.

Литература

1. Сыргин В.К., Кондыба П.Е. Источник плазмы высокой плотности // Известия вузов. Электроника. 2000. №4-5. С. 114–117.
2. Кралькина Е.А., “Индуктивный высокочастотный разряд низкого давления и возможности оптимизации источников плазмы на его основе”, *УФН*, **178**:5 (2008), С. 519–540
3. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. Москва: Наука, 1967. 684 с.

4. Гинзбург ВЛ., Рухадзе А.А. Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука, 1975.
5. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1988.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика; Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. 1979. – 528.
7. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Розанов В.Б. Основные уравнения динамики и кинетики лазерной плазмы. Труды ФИАН АН СССР, 1982. Т.134. С. 10–31.
8. Александров А.Ф., Бугров Г.Э., Вавилин К.В., Керимова И.К., Кондранин С.Г., Кралькина Е.А., Павлов В.Б., Плаксин В.Ю., Рухадзе А.А. Самосогласованная модель ВЧ индуктивного источника плазмы, помещенного во внешнее магнитного поле // Физика плазмы, 2004, том 30, № 5, С. 434–449.
9. Кралькина Е.А. Особенности энерговыклада в пространственно ограниченные ВЧ индуктивные источники плазмы низкого давления: Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. – М.: МГУ им. М.В. Ломоносова, 2008. – 301 с.
10. Тихонов А.И., Самарский А.А. Уравнения математической физики. Москва: Наука, 1977. 742 с.
11. Miljak D.G., Chen F.F. *Density limit in helicon discharges II Plasma Sources Sci. Technol.* – 1998, V. 7, Pp. 537–549.
12. Fertig M., Dohr A., Fruhauf H.H. Transport coefficient for high temperature nonequilibrium air flows // 1998. AIAA Paper 98-2937.
13. Бычков К.В., Холтыгин А.Ф. Элементарные процессы в астрофизической плазме. М, Изд-во ГАИШ МГУ, 2008, 199 с.
14. Радциг А.А., Смирнов Б.М. Справочник по атомной и молекулярной физике. Москва: Атомиздат, 1980. 241 с.
15. Четверушкин Б.Н. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. М.: Наука, 1985. С.303.
16. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.:Наука.1966.686 с.
17. Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф., “Пылевая плазма”, УФН, 174:5 (2004), С.495–544.
18. Александров А.Ф., Вавилин К.В., Кралькина Е.А. и др. Исследование параметров плазмы ВЧ-индуктивного источника плазмы диаметров 46 см. Часть II. Математическое моделирование параметров плазмы индуктивного и гибридного ВЧ-разрядов// Прикладная физика. 2014. № 1. С. 9–11.
19. Кузенов В.В., Рыжков С.В. Математическая модель взаимодействия лазерных пучков высокой энергии импульса с плазменной мишенью, находящейся в затравочном магнитном поле // Препринт ИПМех им. А.Ю. Ишлинского РАН 2010. № 942. 57 с.
20. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. Numerical modeling of magnetized plasma compressed by the laser beam: and plasma jets // Problems of Atomic Science and Technology. 2013. № 1 (83). Pp. 12–14.
21. Железнякова А.Л., Кузенов В.В., Петрусев А.С., Суржиков С.Т. Расчет аэротермодинамики двух типов моделей спускаемых космических аппаратов // Физико-химическая кинетика в газовой динамике 2010. Том 9. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2010-01-12-025.pdf>
22. Глушко Г.С., Иванов Н.Э., Крюков ИА. Моделирование турбулентности в сверхзвуковых струйных течениях // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2010. Том 9. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2010-01-12-023.pdf>
23. Суржиков С.Т. Перспективы многоуровневого подхода к задачам компьютерной аэрофизики // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2008. Том 7. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2010-01-12-023.pdf>
24. Дикалюк А.С., Суржиков С.Т. Сравнение проголки четвертого и второго порядков точности на примере задачи, имеющей аналитическое решение // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2010. Том 9. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2010-01-12-037.pdf>
25. Козлов П.В., Котов М.А., Рулева Л.Б., Суржиков С.Т. Предварительные экспериментальные исследования обтекания моделей в гиперзвуковой ударной аэродинамической трубе // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2013. Том 15. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2013-04-29-017.pdf>

Статья поступила в редакцию 16 ноября 2014 г.