

УДК 537.5

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ МАЛОЙ МОЩНОСТИ

А. Ф. Александров, С. Г. Кондранин
Московский государственный университет, Москва, Россия

Г. Э. Бугров, Н. Ф. Воробьев, Е. А. Кралькина, В. А. Обухов
Московский авиационный институт, Москва, Россия

А. А. Рухадзе
Институт общей физики РАН, Москва, Россия

Изложена общая теория плазменных источников малой мощности, основанных на высокочастотном (ВЧ) методе нагрева и поддержания плазмы. Частота ВЧ-поля лежит между ионной и электронной ленгмюровскими и циклотронными частотами во внешнем продольном магнитном поле, параллельном скорости истечения плазмы. В этих условиях процессы проникновения и поглощения ВЧ-поля в плазму определяются чисто электронной компонентой плазмы. Вместе с тем длина волны ВЧ-поля в вакууме намного превосходит геометрические размеры источника, что позволяет использовать квазистатическое (неволновое) приближение. Рассмотрены примеры цилиндрического и плоского источников плазмы, а также экспериментальной реализации такого источника.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ИСХОДНЫЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ

В последние годы в космической технике получили широкое распространение плазменные источники малой мощности, использующие для нагрева и поддержания плазмы высокочастотные (ВЧ) поля. Частота ВЧ-поля, используемая в таких источниках, порядка $\omega \approx 5 \cdot 10^7 \div 10^9 \text{ с}^{-1}$, лежит между ионной и электронной циклотронными частотами во внешнем постоянном продольном (вдоль скорости истечения плазмы) магнитном поле, которое меньше или порядка $V_0 \leq 1 \text{ кГц}$. Продольные и поперечные размеры таких источников не превышают десятки сантиметров, а следовательно, длина волны ВЧ-поля в вакууме $\lambda_0 \approx 3 \cdot 10^2 \div 10^4 \text{ см}$, т. е. намного превосходит размеры источников, поэтому при описании взаимодействия ВЧ-полей с плазмой источников с хорошей степенью точности можно пользоваться квазистатическим (неволновым) приближением, считая источник помещенным в однородное внешнее ВЧ-поле, создаваемое переменным во времени источником поля (условно называемой "антенной").

Экспериментальные образцы маломощных ВЧ плазменных источников описаны в обзорной работе [1]. В работе [2] рассматриваются различные механизмы энерговклада ВЧ-поля в плазму источников и делается вывод о том, что основным механизмом энерговклада является резонансное возбуждение геликонной волны. Вследствие нелинейности плазмы поперечное поле геликонной волны генерирует продольную компоненту электрического поля, которая ускоряет электроны, обеспечивая тем самым поглощение ВЧ-энергии в плазме. Этот механизм, однако, оспаривается в работе [3], где отмечается, что плазменный источник, описанный в [1],

довольно эффективно работал даже при малой плотности плазмы, когда

$$\omega_p^2 < \frac{\pi^2 c^2 \Omega_e}{L_{\parallel} \omega} \quad (1)$$

и резонансное возбуждение геликонного поля в плазме вообще невозможно.

Здесь $\omega_p = \sqrt{4 \pi e^2 n_e / m}$ — плазменная частота, определяемая плотностью электронов n_e ;

$\Omega_e = \frac{e B_0}{m c}$ — ларморовская частота вращения электронов во внешнем однородном магнитном поле \vec{B}_0 ;

L_{\parallel} — продольный размер источника, работающего в ВЧ-поле с частотой ω .

В работах [3, 4] целенаправленно теоретически и экспериментально исследовалась работа плазменного источника малой плотности и показано, что в таких источниках эффективный энерговклад в плазму обеспечивается резонансным возбуждением электростатической (косой ленгмюровской волны), поглощение которой даже в плотной плазме в условиях возбуждения также и геликонной волны может оказаться доминирующим. В этом смысле работу ВЧ плазменных источников с плотной плазмой, описанную в [1], можно объяснить возбуждением именно электростатических колебаний.

В настоящей работе проводится полный теоретический анализ работы ВЧ плазменных источников как малой, так и большой плотности плазмы и выяснены условия, когда нагрев и поддержания плазмы ВЧ-полем происходит наиболее эффективно, т. е. проводится оптимизация параметров ВЧ плазменных источников цилиндрической геометрии. Рассматриваются источники двух типов, изображенных на рис. 1, а, б. В первом из них предельный размер L_{\parallel} намного превосходит поперечный (радиус ρ_0), а во втором — наоборот, радиус превосходит продольный размер источника (плоский источник). Соответственно, в первом случае ВЧ-поле возбуждается источником поверхностного тока, расположенного на боковой поверхности цилиндра, а истечение плазмы происходит с торцевой поверхности, а во втором — источником ВЧ-поля является поверхностный ток на одной из торцевых поверхностей. Эти источники тока часто называют антеннами. Величины в плазменных источниках первого типа равны: $L_{\parallel} \approx 10-20$ см, $\rho_0 \leq 5$ см (т. е. объем плазмы $\approx 10^3$ см³); второго типа: $L_{\parallel} \approx 3$ см, $\rho_0 \approx 10-15$ см (т. е. объем плазмы также $\approx 10^3$ см³).

Плотность плазмы в источниках составляет порядка $n_e \approx 3 \cdot 10^{11} \div 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³, а температура электронов $T_e \approx 10-20$ эВ, причем плазма достаточно высокой степени ионизации (≥ 10 %). Поэтому с учетом приведенных выше значений B_0 и ω можно считать, что

$$\omega_p^2 \gg \Omega_e^2 \gg \omega^2 > \Omega_e \Omega_i, \nu_e^2, k_{\parallel}^2 \nu_{Te}^2 \quad (2)$$

Здесь $k_{\parallel} = \pi / L_{\parallel} \cdot \nu_{Te}$, где $\nu_{Te} = \sqrt{T_e / m} \approx 10^8$ см/с — тепловая скорость электронов;

$$\nu_e \approx \frac{50 n_e}{T_e^{3/2}} \approx 5 \cdot 10^5 \div 5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1} \text{ — частота электрон-ионных столкновений.}$$

Неравенства (2) позволяют считать тепловое движение электронов и их столкновения малыми эффектами, а движением ионов — пренебречь.

ПРОТЯЖЕННЫЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ ВЧ-ИСТОЧНИК ПЛАЗМЫ

Рассмотрим протяженный цилиндрический ВЧ-источник плазмы, изображенный на рис. 1, а. Плотность поверхностного тока, поддерживающего плазму, представим в виде

$$\begin{pmatrix} j_\rho^0 \\ j_\varphi^0 \\ j_z^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j_\rho^0 \\ j_\varphi^0 \\ j_z^0 \end{pmatrix} \frac{\delta(\rho - \rho_0)}{2\pi\rho_0} e^{-i\omega t + il\varphi + ik_\parallel z}. \quad (3)$$

В общем случае произвольного тока всегда можно использовать выражение (3) как одну из гармоник Фурье-разложения, причем l — азимутальное, а k_\parallel — продольное волновые числа.

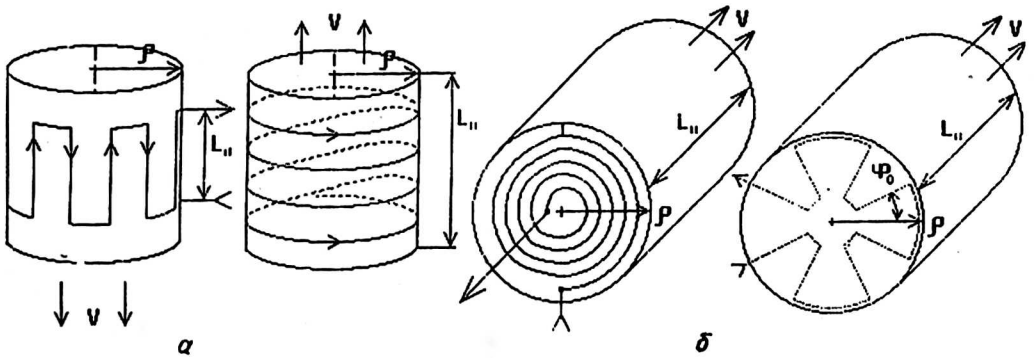


Рис. 1. Антенны соленоидальной и зигзагообразной форм для удлиненных (а) и плоских (б) источников плазмы

В интересующих нас условиях, когда выполнены неравенства (2), для описания электродинамических процессов в цилиндрической плазме в продольном магнитном поле можно использовать выражение для тензора диэлектрической проницаемости [5]

$$\epsilon_{ij} = \begin{pmatrix} \epsilon_\perp & ig & 0 \\ -ig & \epsilon_\perp & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_\parallel \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где
$$\epsilon_\perp = 1 + \frac{\omega_p^2}{\Omega_e^2} \left(1 + i \frac{\nu_e}{\omega} \right); \quad g \approx \frac{\omega_p^2}{\omega \Omega_e^2}, \quad (5)$$

$$\epsilon_\parallel = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left[1 - i \frac{\nu_e}{\omega} - i \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega^3}{k_\parallel^3 v_{Te}^3} \exp \left(- \frac{\omega^2}{2 k_\parallel^2 v_{Te}^2} \right) \right].$$

Здесь наряду со столкновительным поглощением поля в плазме учтено и бесстолкновительное черенковское поглощение на электронах, которое может стать доминирующим.

Теперь запишем уравнения Максвелла

$$\text{rot } \vec{E} = - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \text{rot } \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \quad (6)$$

для полей вида $\sim f(\rho) \exp(-i\omega t + il\varphi + ik_\parallel z)$ и с учетом материального соотношения $D_i = \epsilon_{ij}(\omega) E_j$, где $\epsilon_{ij}(\omega)$ определяется формулами (4) и (5).

В результате громоздких вычислений систему (6) без всяких ограничений удастся свести к двум зацепляющимся уравнениям для компонент полей E_z и B_z :

$$\begin{aligned} \Delta_{\perp} \left(i \frac{\omega}{k_{\parallel} c} B_z \right) + \mathcal{K}_2^2 \left(i \frac{\omega}{k_{\parallel} c} B_z \right) - \tilde{g} \Delta_{\perp} E_z &= 0; \\ \Delta_{\perp} E_z + \mathcal{K}_1^2 E_z - \frac{\tilde{\kappa}_{\parallel}^2 \tilde{g}}{\varepsilon_{\perp} \left(1 - \frac{\omega^2}{k_{\parallel}^2 c^2} \varepsilon_{\perp} \right)} \left(i \frac{\omega}{k_{\parallel} c} B_z \right) &= 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь введены обозначения

$$\begin{aligned} \mathcal{K}_1^2 &= -\tilde{\kappa}_{\parallel}^2 \frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}}; \mathcal{K}_2^2 = (\tilde{g}^2 - 1) k_{\parallel}^2; \Delta_{\perp} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{l^2}{\rho^2}; \\ \tilde{\kappa}_{\parallel}^2 &= k_{\parallel}^2 \left(1 - \frac{\omega^2}{k_{\parallel}^2 c^2} \varepsilon_{\perp} \right); \varepsilon_{\parallel}^2 = \frac{\omega^2}{\tilde{\kappa}_{\parallel}^2 c^2} \varepsilon_{\parallel}; \tilde{\varepsilon}_{\perp} = \frac{\omega^2}{k_{\parallel}^2 c^2} \varepsilon_{\perp}; \tilde{g} = \frac{\omega^2}{k_{\parallel}^2 c^2} g. \end{aligned}$$

Компоненты полей E_{ρ} , E_{φ} и B_{ρ} , B_{φ} выражаются через E_z и B_z . В частности,

$$\begin{aligned} E_{\varphi} &= -\frac{k_{\perp}^2}{\mathcal{K}_2^2} \left[\frac{1}{k_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(i \frac{\omega}{k_{\parallel} c} B_z \right) - \frac{l \tilde{g}}{k_{\parallel} \rho} \left(i \frac{\omega}{k_{\parallel} c} B_z \right) - \frac{\tilde{g}}{k_{\parallel}} \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \frac{l}{k_{\parallel} \rho} E_z \right], \\ i \frac{\omega}{k_{\parallel} c} B_{\varphi} &= -\frac{k_{\perp}^2}{\mathcal{K}_2^2} \left[\left(1 - \frac{\omega^2}{k_{\parallel}^2 c^2} \varepsilon_{\perp} \right) (\tilde{\varepsilon}_{\perp} + \tilde{g}^2) \frac{1}{k_{\parallel}} \frac{\partial E_z}{\partial \rho} - \frac{l \tilde{g}}{k_{\parallel} \rho} E_z - \right. \\ &\quad \left. - \frac{\tilde{g}}{k_{\parallel}} \frac{1}{\rho} \left(i \frac{\omega}{k_{\parallel} c} B_z \right) + \frac{l}{k_{\parallel} \rho} \left(i \frac{\omega}{k_{\parallel} c} B_z \right) \right]. \end{aligned}$$

Уравнения (7) следует решать в областях $\rho < \rho_0$, занятой плазмой, и $\rho > \rho_0$ — вне плазмы, а затем найденные решения сшить с помощью граничных условий, получаемых путем интегрирования уравнений поля (6) по переходному слою вблизи $\rho = \rho_0$. Они имеют вид

$$\{E_z\}_{\rho_0} = \{E_{\varphi}\}_{\rho_0} = 0, \{B_z\}_{\rho_0} = \frac{2}{c} \frac{I_{\varphi}^0}{\rho_0}, \{B_{\varphi}\}_{\rho_0} = \frac{2}{c} \frac{I_z^0}{\rho_0}. \quad (8)$$

При решении сформулированной задачи учтем принятое выше ограничение о том, что в области ВЧ длина волны поля в вакууме намного больше размеров источника, а поэтому $\omega \ll k_{\parallel} c$. В результате вне плазменного источника, т. е.

$$E_z = C_3 K_l(k_{\parallel} \rho), \quad i \frac{\omega}{k_{\parallel} c} B_z = C_4 K_l(k_{\parallel} \rho). \quad (9)$$

Добавим только, что в целях экономии поля желательно, чтобы поле вне источника быстро спадало, т. е. $k_{\parallel} \rho_0 > 1$. Это означает, что даже в длинных источниках желательно выполнение этого условия.

Внутри же источники, $\rho < \rho_0$, решение системы (7) запишем в виде

$$\begin{pmatrix} E_z \\ i \frac{\omega}{k_{||} c} B_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ \zeta_E \end{pmatrix} C_1 J_1(\beta_1 \rho) + \begin{pmatrix} \zeta_B \\ 1 \end{pmatrix} C_2 J_1(\beta_2 \rho) \quad (10)$$

где
$$\zeta_E = \frac{\tilde{g} \beta_1^2}{\beta_1^2 - \alpha_1^2}, \quad \zeta_B = \frac{\tilde{\kappa}_{||}^2 \tilde{g}}{\tilde{\varepsilon}_1 \left(1 - \frac{\omega^2}{k_{||}^2 c^2} \varepsilon_1\right)} \frac{1}{\alpha_1^2 - \beta_2^2}$$

$$\beta_{1,2} = \frac{1}{2} \left[\alpha_1^2 + \alpha_2^2 - \frac{\tilde{\kappa}_{||}^2 \tilde{g}^2}{\tilde{\varepsilon}_1 \left(1 - \frac{\omega^2}{k_{||}^2 c^2} \varepsilon_1\right)} \right] \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left[\alpha_1^2 + \alpha_2^2 - \frac{\tilde{\kappa}_{||}^2 \tilde{g}^2}{\tilde{\varepsilon}_1 \left(1 - \frac{\omega^2}{k_{||}^2 c^2} \varepsilon_1\right)} \right]^2 - \alpha_1^2 \alpha_2^2}$$

Подстановка решений (9) и (10) в граничные условия (8) приводит к четырем уравнениям для нахождения четырех коэффициентов $C_{1, 2, 3, 4}$, определяющих E_z - и B_z -компоненты полей вне ($\rho > \rho_0$) и внутри ($\rho < \rho_0$) плазменного цилиндра. Из этих уравнений легко исключаются C_3 и C_4 и получаются уравнения для нахождения интересующих нас коэффициентов C_1 и C_2 . Однако уравнения столь громоздки, что вряд ли имеет смысл их здесь выписывать и анализировать. Мы проанализируем только два противоположных предельных случая: плазмы относительно малой плотности, когда

$$\omega_\rho^2 < \frac{\pi^2 c^2 \Omega_e^2}{L_{||}^2 \omega^2}, \quad (11)$$

и плазмы относительно большой плотности, когда выполняется обратное неравенство. Отметим, что при выполнении неравенства (11) в плазме возможно выполнение как прямого, так и обратного неравенства (1), т. е. вопрос о возбуждении геликонного поля остается неопределенным. В то же время, если плазма относительно плотная и выполняется условие, обратное (11), то в плазме всегда будет возбуждаться геликонное поле, поскольку автоматически выполняется обратное неравенство (1).

В относительно редкой плазме, в которой выполняется условие (11) и эффективная фазовая скорость мала, $\frac{\omega}{k_{||} \sqrt{\varepsilon_1}} \ll c$, формулы для коэффициентов C_1 и C_2 значительно упрощаются и принимают вид:

$$C_1 = -i \frac{2\omega}{k_{||} c \rho_0} \left(I_z^0 + \frac{l}{k_{||} \rho_0} I_\varphi^0 \right) \frac{D_{12}}{D} + i \frac{2\omega}{k_{||} c \rho_0} I_\varphi^0 \frac{D_{22}}{D},$$

$$C_2 = -i \frac{2\omega}{k_{||} c \rho_0} I_\varphi^0 \frac{D_{21}}{D} + i \frac{2\omega}{k_{||} c \rho_0} \left(I_z^0 + \frac{l}{k_{||} \rho_0} I_\varphi^0 \right) \frac{D_{11}}{D}.$$

Здесь введены обозначения

$$D = D_{11} D_{22} - D_{12} D_{21};$$

$$D_{11} = \tilde{g} \left[1 + \frac{l}{k_{||} \rho_0} \frac{K_1(k_{||} \rho_0)}{K_1'(k_{||} \rho_0)} \frac{\varepsilon_1}{g} \right] J_1(\beta_1 \rho_0); \quad (12)$$

$$D_{12} = \frac{k_{\parallel} \beta_2}{\varepsilon_2^2} \cdot \frac{K_1(k_{\parallel} \rho_0)}{K_1'(k_{\parallel} \rho_0)} \left[J_1'(\beta_2 \rho_0) + \frac{K_1'(k_{\parallel} \rho_0)}{K_1(k_{\parallel} \rho_0)} \frac{\varepsilon_2^2}{k_{\parallel} \beta_2} \left(1 - \frac{K_1(k_{\parallel} \rho_0)}{K_1'(k_{\parallel} \rho_0)} \frac{k_{\parallel}^2}{\varepsilon_2^2} \tilde{g} \right) J_1(\beta_2 \rho_0) \right]$$

$$D_{21} = -\frac{\beta_1 \tilde{\varepsilon}_1}{k_{\parallel}} \left[J_1'(\beta_1 \rho_0) - \frac{l}{\beta_1 \rho_0} \frac{g}{\varepsilon_1} J_1(\beta_1 \rho_0) \right]; \quad (12)$$

$$D_{22} = -\frac{k_{\parallel} \beta_2}{\varepsilon_2^2} \tilde{g} \left[J_1'(\beta_2 \rho_0) - \frac{l}{\beta_2 \rho_0} \frac{\tilde{\varepsilon}_1^2 + \tilde{g}^2}{\tilde{g} (1 - \omega^2 \varepsilon_1 / k_{\parallel}^2 c^2)} J_1(\beta_2 \rho_0) \right].$$

Следует отметить, что слагаемое, пропорциональное $J_1(\beta_1 \rho)$ в этом пределе низкой плотности плазмы (или малых частот — квазистатическое поле в плазме), описывает электростатическое поле, возбуждаемое антенной. Как следствие, часть амплитуды поля C_1 пропорциональна комбинации токов $\rho^0 \sim \left(k_{\parallel} I_z^0 + \frac{l}{\rho_0} I_{\varphi}^0 \right)$, описывающей плотность поверхностного заряда ρ^0 , создаваемого антенной. Слагаемое же, пропорциональное $J_1(\beta_2 \rho)$, соответствует магнитостатическому поперечному полю (в рассматриваемом случае оно соответствует геликонному полю), а поэтому его амплитуда C_2 отлична от нуля даже тогда, когда антенна не создает плотности поверхностного заряда. В этом смысле часть C_2 , пропорциональная ρ^0 , обусловлена связью магнитостатического поля с электростатическим, возникающим вследствие их зацепки на поверхности плазмы общими граничными условиями (8), и наоборот.

Заметим также, что амплитуды электростатического и магнитостатического полей C_1 и C_2 зависят от конфигурации антенны, т. е. от соотношения компонент I_z^0 и I_{φ}^0 . Однако если в конфигурации антенны поверхностная плотность заряда отлична от нуля, то электростатическое поле (по крайней мере, его продольная компонента E_z) намного превосходит магнитостатическое, за исключением, быть может, области частот вблизи резонанса, когда

$$J_1'(\beta_2 \rho_0) + \frac{\beta_2}{k_{\parallel}} \frac{K_1'(k_{\parallel} \rho_0)}{K_1(k_{\parallel} \rho_0)} \left[1 - \frac{l}{k_{\parallel} \rho_0} \frac{g \omega^2}{k_{\parallel}^2 c^2} \frac{K_1(k_{\parallel} \rho_0)}{K_1'(k_{\parallel} \rho_0)} \right] J_1(\beta_2 \rho_0) = 0 \quad (13)$$

и имеет место резонансное возбуждение геликонной волны в плазме источника. Такое резонансное возбуждение возможно только в случае объемного проникновения геликонного поля в плазму, что возможно только в случае достаточно большой плотности последней, когда выполняется обратное условие (1).

Вдали от резонанса (13) определяющим является электростатическое поле, в особенности, если антенна создает отличную от нуля плотность заряда на поверхности плазменного цилиндра. Естественно, электростатическое поле становится особенно большим в условиях его резонансного возбуждения, когда

$$J_1'(\beta_1 \rho_0) - \frac{l}{\beta_1 \rho_0} \frac{g}{\varepsilon_1} J_1(\beta_1 \rho_0) = 0. \quad (14)$$

В редкой плазме при выполнении условия (1) возбуждение геликонной волны (или, что тоже самое, выполнение резонансного условия (12)) вообще невозможно, поскольку $\beta_2^2 < 0$ и геликонное поле в плазму не проникает, так как сканируется

вблизи поверхности на расстоянии L_{\parallel}/π . Выше отмечалось, что для экономии поля источника тока во внешней области следует потребовать, чтобы геометрические размеры плазменного источника удовлетворяли неравенству $k_{\parallel}\rho_0 \approx \frac{\pi\rho_0}{L_{\parallel}} \gtrsim 1$. При выполнении сильного неравенства геликонным полем в плазме вообще можно пренебречь. А тогда для описания его работы можно воспользоваться чисто электростатическим приближением, используя вместо полной системы уравнений Максвелла (6) только уравнение Пуассона

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \epsilon_{\perp} \frac{\partial \Phi}{\partial \rho} - \epsilon_{\perp} \frac{l^2}{\rho^2} \Phi - \epsilon_{\parallel} k_{\parallel}^2 \Phi = 0,$$

решая его вне ($\rho > \rho_0$) и внутри ($\rho < \rho_0$) плазменного цилиндра и сшивая найденные решения с помощью граничных условий

$$\{\Phi\}_{\rho_0} = 0, \quad \left\{ \epsilon_{\perp} \frac{\partial \Phi}{\partial \rho} - g \frac{l}{\rho} \Phi \right\}_{\rho} = 4\pi\rho^0, \quad (15)$$

где

$$\rho^0 = \frac{1}{2\pi\rho_0\omega} \left(k_{\parallel} I_z^0 + \frac{l}{\rho_0} I_{\varphi}^0 \right) - \text{плотность поверхностного заряда, создаваемая антенной.}$$

Теперь решения уравнения Пуассона

$$\Phi = \begin{cases} C_1 J_l \left(k_{\parallel} \sqrt{-\frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}}} \rho \right), & \rho < \rho_0, \\ C_2 K_l(k_{\parallel} \rho), & \rho > \rho_0 \end{cases}$$

можно подставить в граничные условия (15) и найти амплитуду потенциала поля внутри плазмы

$$C_1 = -\frac{2}{\omega\rho^0} \frac{k_{\parallel} I_z + \frac{l}{\rho_0} I_{\varphi}}{J_l'(x_1\rho_0) - \frac{l}{x_1\rho_0} \frac{g}{\epsilon} J_l(x_1\rho_0)} \cdot \frac{k_{\parallel}}{x_1\epsilon_{\perp}}$$

Здесь $x_1^2 = -k_{\parallel}^2 \frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}} > 0$, а следовательно, электростатическое поле всегда является проникающим полем в рассматриваемом пределе плазмы низкой плотности. Как и следовало ожидать, в этом пределе C_1 совпадает с соответствующей амплитудой электростатического поля (12), причем магнитостатическим полем пренебрегаем.

Рассмотрим вкратце предел высокой плотности плазмы, когда выполнено сильное обратное неравенство (11) или, что то же самое, эффективная фазовая скорость велика, т. е. $\frac{\omega}{k_{\parallel} \sqrt{\epsilon_{\perp}}} \gg c$.

Из физических соображений следует, что в этом случае, хотя поле и несверхвысокочастотное, квазистатическое приближение в самой плазме неприменимо, поле в плазме сильно непотенциально. Но, оставаясь низкочастотным по сравнению с ω_{ρ} и Ω_e , оно оказывается непроникающим и экранируется на длине $\sim c/\omega_{\rho}$, что видно из выражений $\beta_{1,2}^2$, которые в этом пределе практически совпадают и равны

$$\beta_{1,2}^2 \approx \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{\parallel} \approx -\frac{\omega^2}{c^2}. \quad (16)$$

В реальных условиях неравенство, обратное (11), выполняется при плотностях $n_e \geq 10^{13} \text{ см}^{-3}$, глубина проникновения поля оказывается порядка нескольких миллиметров, что намного меньше радиуса источника, не говоря уже о том, что такие плотности плазмы редко достигаются в источниках малой мощности (скорее, они относятся к типу источников средней, а то и большой мощности).

ПЛОСКИЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ ИСТОЧНИК

Плоский цилиндрический источник плазмы отличается от рассмотренного выше протяженного источника, в первую очередь, малым продольным размером, который в реальных условиях более чем в три раза меньше его поперечного размера. Как следствие, условие возбуждения геликонного поля в таком источнике (обратное неравенство (1) требует, по крайней мере, на порядок больше плотности плазмы, что выводит их из типа источников малой мощности. Поэтому ниже, рассматривая плоские цилиндрические источники плазмы, будем считать выполненным неравенство (1) и геликонной волной вообще пренебрежем. Это позволит нам ограничиться для описания электродинамики источника электростатическим приближением, считая поле в плазме потенциальным. Однако прежде решим эту задачу строго для чисто плоской геометрии и еще раз убедимся в справедливости такого приближения.

Рассмотрим полупространство $z \geq 0$, занятое плазмой в продольном магнитном поле $\vec{B}_0 \parallel oz$. На плоскости $z = 0$ задан поверхностный ток

$$j_{x,y}^0 = j^0 \delta(z) e^{-i\omega t + ik_x x}. \quad (17)$$

Ось ox без потери общности направляем вдоль неоднородности источника поверхностного тока. Полупространство $z < 0$ является вакуумным. Так, (17) создает поверхностный заряд, равный

$$\rho^0(\vec{r}) = \rho^0 \delta(z) e^{-i\omega t + ik_x x} = \frac{k_x j^0}{\omega} \delta(z) e^{-i\omega t + ik_x x}.$$

Уравнения Максвелла в случае плоской геометрии с источником (17) можно записать в компонентах:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_y}{\partial x} + i \frac{\omega}{c} B_x = 0, \quad \frac{\partial B_y}{\partial z} - i \frac{\omega}{c} (\epsilon_1 E_x + i g E_y) = -\frac{4\pi}{c} j^0 \delta(z); \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - i k_x E_z - i \frac{\omega}{c} B_y = 0, \quad k_x B_y + \frac{\omega}{c} \epsilon_{||} E_z = 0; \end{aligned} \quad (18)$$

$$k_x E_y - \frac{\omega}{c} B_z = 0, \quad \frac{\partial B_x}{\partial z} - i k_x B_z + i \frac{\omega}{c} (\epsilon_1 E_y - i g E_x) = \frac{4\pi}{c} j^0 \delta(z).$$

Здесь для тензора ϵ_{ij} использовано выражение (4), причем пространственной дисперсией $\epsilon_{||}$ пренебрегаем полностью. Из уравнений (18) получаем граничные условия при $z = 0$ (верхний торец)

$$\{E_x\}_{z=0} = \{E_y\}_{z=0} = 0, \quad \{B_y\}_{z=0} = \frac{4\pi}{c} j^0, \quad \{B_x\}_{z=0} = -\frac{4\pi}{c} j^0. \quad (19)$$

Сама же система (18) сводится к двум зацепляющимся уравнениям:

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2} - k_{\perp}^2 B_z - g \frac{\omega^2}{c^2} \frac{1}{\varepsilon_{\perp}} B_z + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\perp} B_z + \frac{\omega}{c} \frac{g \varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}} \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0; \quad (20)$$

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} - k_{\perp}^2 \frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} E_z + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\perp} E_z - \frac{\omega}{c} \frac{g}{\varepsilon_{\parallel}} \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0.$$

Условия (19) можно переписать для E_z и B_z компонент

$$\left\{ B_z \right\}_{z=0} = \left\{ \frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}} \frac{\partial E_z}{\partial z} - \frac{\omega}{c} \frac{g}{\varepsilon_{\perp}} B_z \right\}_{z=0} = 0; \quad (21)$$

$$\left\{ \varepsilon_{\parallel} E_z \right\}_{z=0} = -\frac{4\pi k_{\perp}}{\omega} J_0, \quad \left\{ \frac{\partial B_z}{\partial z} \right\}_{z=0} = \frac{4\pi i k}{c} J_0.$$

Будем решать задачу (19)–(20) в квазистатическом приближении, когда выполняются неравенства (2) и (11). Заметим, что для решения задачи плоского источника необходимо знать граничные условия на поверхности источения плазмы, т. е. при $z = L_{\parallel} \ll 2R$. В реальных устройствах на этой поверхности стоит ускоряющая металлическая сетка с очень малыми отверстиями, поэтому с хорошей степенью точности можно считать

$$B_z \Big|_{z=L_{\parallel}} = 0; \quad \frac{\partial E_z}{\partial z} \Big|_{z=L_{\parallel}} = 0. \quad (22)$$

Кроме того, для существования электростатической (косой ленгмюровской) волны необходимо предполагать, что поперечная неоднородность электромагнитных полей была намного больше продольной неоднородности, т. е. $k_{\perp} \gg \pi/L_{\parallel}$. Это окончательно обосновывает расщепление геликонной и электростатической мод в объеме плазмы и позволяет записать уравнения (20) в виде:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} - k_{\perp}^2 \frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} E_z = 0; \quad \frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2} - k_{\perp}^2 B_z = 0. \quad (23)$$

Зацепка мод осуществляется только на поверхности $z = 0$ с помощью граничных условий (21).

Теперь мы можем найти решения уравнений поля (23) вне ($z < 0$) и внутри ($z > 0$) плазмы:

при $z < 0$:

$$E_z = C_3 e^{k_{\perp} z}; \quad B_z = C_4 e^{k_{\perp} z} \quad (24)$$

и при $0 \leq z \leq L_{\parallel}$ (с учетом (22)):

$$E_z = C_1 \left[e^{2i\beta_1 L_{\parallel} + i\beta_1 z} + e^{-i\beta_1 z} \right];$$

$$B_z = C_2 \left[e^{-2k_{\perp} L} - k_{\perp} z - e^{k_{\perp} z} \right], \quad (25)$$

где $\beta_1^2 = -k_{\perp}^2 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{\parallel}} > 0$.

Подставив решения (24) и (25) в граничные условия (21), находим коэффициенты C_1 и C_2 , определяющие электромагнитное поле внутри плазменного источника:

$$C_1 = \frac{\pi J^0}{\varepsilon_{\parallel}} \left[\frac{i \omega g}{c^2} (1 - e^{2 k_{\perp} L_{\parallel}}) - \frac{2 E_1 k_{\perp}^2}{\omega} e^{-i \beta_1 L_{\parallel}} \right]; \quad (26)$$

$$C_2 = -\frac{2 \pi i}{c} J^0 e^{2 k_{\perp} L_{\parallel}}$$

Из формул (24)–(26) следует, что геликонное поле экранируется как вне плазмы, так и в самой плазме и с характерным размером экранировки $\sim 1/k_{\perp}$ сосредоточено вблизи источника тока. В то же время, поле косой ленгмюровской волны экранируется только вне плазмы, а в плазму оно проникает, поскольку в рассматриваемой области частот $\omega^2 < \omega_p^2$ величина $\beta_1^2 = -k_{\perp}^2 \frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} > 0$. Более того, существуют резонансные частоты, при которых возбуждение этой волны происходит особенно интенсивно. Эти частоты определяются уравнением

$$\frac{1}{\sqrt{-\varepsilon_{\parallel} \varepsilon_{\perp}}} \cos \beta_1 L_{\parallel} - \sin \beta_1 L_{\parallel} = 0, \quad (27)$$

представляющим собой дисперсионное уравнение собственных электростатических колебаний в плазменном источнике.

Последнее обстоятельство указывает на возможность описания работы плазменного источника в чисто электростатическом приближении с учетом только потенциального поля косой ленгмюровской волны. Стремясь быть ближе к реальному эксперименту, такое описание проводится для плоского цилиндрического источника. С этой целью исходим из уравнения Пуассона

$$\frac{\partial}{\partial r_i} \hat{\varepsilon}_{ij} \frac{\partial \Phi}{\partial r_j} = -4 \pi \rho^0(t, \vec{r}),$$

где $\hat{\varepsilon}_{ij}$ — оператор тензора диэлектрической проницаемости, Фурье-образ которого дается формулами (4)–(5);

$\rho^0(t, \vec{z})$ — плотность заряда поверхностного источника тока.

Запишем $\rho^0(t, \vec{r})$ в виде

$$\rho^0(t, \vec{r}) = \rho^0 e^{-i \omega t + i l \varphi} \delta(z) J_l(x_l, \rho), \quad (28)$$

тем более, что это всегда возможно, представляя любую функцию ρ и φ в виде ряда Фурье по функциям $e^{i l \varphi}$ и функциям Бесселя $J_l(x_l, \rho)$, где x_l характеризует поперечную неоднородность источника-антенны.

Легко показать, что поверхностный заряд (28) соответствует геометрии антенны с распределением токов вида

$$\begin{pmatrix} J_{\rho}^0 \\ J_{\varphi}^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} J^0 \\ -i J^0 \end{pmatrix} J_{l+1}(x_l, \rho), \quad \rho^0 = -\frac{i 2 x_l}{\omega} J^0. \quad (29)$$

С учетом выражения (28) уравнение принимает вид

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - \alpha_l^2 \Phi \frac{\epsilon_l}{\epsilon_{||}} = 0. \quad (30)$$

Это уравнение дополняется граничными условиями

$$\{\Phi\}_{z=0} = 0; \left\{ \epsilon_{||} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right\}_{z=0} = 4 \pi \rho^0; \Phi|_{z=L_{||}} = 0. \quad (31)$$

Решения уравнений (30) в областях $z \geq 0$ записываются соответственно в виде

$$\Phi = \begin{cases} C_1 e^{i\beta_1 z} + C_2 e^{-i\beta_1 z}, & z > 0 \\ C_3 e^{\alpha_l z}, & z < 0, \end{cases} \quad (32)$$

где $\beta_1^2 = -\alpha_l^2 \frac{\epsilon_{-}}{\epsilon_{||}}$.

Подстановка решений (32) в граничные условия (31) позволяет определить коэффициенты C_1 и C_2 , дающие поле источника в плазме,

$$C_2 = -C_1 e^{2i\beta_1 L_{||}}; \quad (33)$$

$$C_1 = 4 \pi \rho^0 \left[(i\beta_1 \epsilon_{||} - \alpha_l) + e^{2i\beta_1 L_{||}} (i\beta_1 \epsilon_{||} + \alpha_l) \right]^{-1}$$

Отсюда для нахождения резонансных частот возбуждения поля в плазме получаем

$$\frac{1}{\sqrt{-\epsilon_l \epsilon_{||}}} \cos \beta_1 L_{||} - \sin \beta_1 L_{||} = 0. \quad (34)$$

Как и следовало ожидать, это уравнение в точности совпадает с (27). Легко показать, что с точностью до небольшой добавки, обусловленной слабо проникающим в плазму геликонным полем, амплитуда электростатического поля (33) также совпадает с полем косої ленгмюровской волны (26) с учетом соотношений (29).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ТЕОРИИ И ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ

В этом разделе мы обсудим полученные выше результаты, сделаем из них качественные выводы и рекомендации для оптимизации реальных источников плазмы малой мощности, а также проведем некоторые численные оценки и сравним их с существующим экспериментом.

Прежде всего очень кратко обсудим понятие ВЧ плазменного источника малой мощности, равного ≈ 1 кВт. Как уже отмечалось выше, область ВЧ определяется неравенствами (2). Поэтому эта область оказывается достаточно широкой только в случае плазмы тяжелых газов, масса ионов в которой более чем в 100 раз превышает массу водорода. При этом если $V_0 \leq 1$ кГс, то область ВЧ охватывает

$$5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1} \lesssim \omega = 2 \pi f \lesssim 10^9 \text{ с}^{-1}.$$

Плотность же плазмы в источнике должна удовлетворять условию

$$n_e > 10^{11} \text{ см}^{-3}. \quad (35)$$

Кроме этих неравенств, из условий (2) следует

$$\omega > v_e \approx \frac{50 n_e}{T_e^{3/2}} \approx \frac{\pi v_{Te}}{L_{II}}, \quad (36)$$

а также очевидное неравенство (малость ларморовского радиуса частиц по сравнению с радиусом источника)

$$\rho_0 \gg \frac{v_s}{\Omega_i} = \sqrt{\frac{c T_e}{e B_0}}. \quad (37)$$

Заметим, что в (36) T_e — в градусах, в то время как в (37) — в энергетических единицах ($T_e \rightarrow \mathcal{E} T_e$, где $\mathcal{E} = 1,4 \cdot 10^{-16}$ эрг/град). Последнее условие (36) (слабое неравенство, а скорее, равенство) необходимо для эффективной работы источника.

Для определения оптимального температурного режима работы источника приведем еще соотношение энергетического баланса. Заметим, что поверхности ввода энергии в разряд в рассмотренных выше двух типах источников для адекватного их сравнения между собой, по-видимому, должны быть одного порядка. А это означает, что

$$2 L_{II} \approx \rho_0, \quad (38)$$

или источник должен быть приплюснутым. Это, правда, грубая оценка и требует уточнения.

Пренебрегая потерями на поперечную поверхность источника (не только из-за малости ее, согласно (38), но и магнитного поля, препятствующего потерям), запишем энергетический баланс разряда в виде:

$$2 \pi \rho_0^2 n_e v_s I \approx P_w, \quad (39)$$

где P_w — расходуемая мощность порядка 1 кВт, как отмечалось выше, $v_s = \sqrt{\frac{T_e}{M}}$;

I — энергетическая цена ионизационной пары, которая для ВЧ-разрядов обычно порядка 100 эВ.

Наконец, укажем еще на одно весьма важное следствие из полученных выше результатов, а именно, на ограничение плотности плазмы сверху, которое следует из применимости квазистатического приближения при описании электродинамики плазмы (ср. с (35))

$$\omega_\rho^2 \ll \frac{\pi^2 c^2 \Omega_e^2}{L_{II}^2 \omega^2}. \quad (40)$$

Заметим, что это условие не противоречит обратному неравенству (1), т. е. возможности возбуждения объемной геликонной волны в плазме источника. Вместе с тем, как показано выше, при нарушении условия (40) электромагнитное поле ВЧ-источника не проникает в плазму и, согласно (16), экранируется на глубину порядка $c/\omega_\rho \approx 1$ см, что приводит к резкому снижению эффективности работы плазменного источника.

Исходя из приведенных соотношений, обсудим два источника, исследованных в экспериментах [4], один из которых удлиненный с $L_{II} \approx 15$ см, а $\rho_0 \approx 5$ см, а другой — плоский с $L_{II} \approx 5$ см и $\rho_0 \approx 10$ см.

Протяженный источник явно не удовлетворяет условию (38) и в этом смысле представляется менее перспективным. Частота ВЧ-источника была промышленной

($f = 14$ МГц), а поэтому $\omega = 2\pi f \approx 10^8$ с⁻¹. Магнитное поле в источнике составляло $B_0 \lesssim 1$ кГс. В этих условиях неравенство (40) выполняется вплоть до $n_e \lesssim 10^{14}$ см⁻³. В экспериментах с протяженным источником плотность плазмы была намного меньше, что гарантировало выполнение условия применимости и квазистатического приближения. В этих экспериментах плотность плазмы, по-видимому, не превышала $n_e \lesssim 2 \cdot 10^{12}$ см⁻³, а следовательно, выполнялось неравенство (1) о невозможности возбуждения в плазме источника объемной геликонной волны*. Вместе с тем неравенство (35), по-видимому, выполнялось достаточно сильно, так что возбуждение объемной косо́й ленгмюровской волны в плазме источника представляется вполне возможным. При этом резонансные частоты ВЧ-источника даются уравнением (14). В экспериментальных условиях азимутальное число l довольно велико, что, с одной стороны, увеличивает пороговую плотность возбуждения объемного геликона, а с другой — облегчает условие возбуждения косо́й ленгмюровской волны. Именно при этом скорее всего возбуждаются низкие радиальные моды, наиболее интенсивно поглощающиеся в плазме. Для этих мод с хорошей степенью точности ($\leq 2/\pi$)

$$\omega_{\text{рез}} \approx \Omega_e \frac{\pi \rho_0}{L_{\parallel} l} \ll \Omega_e. \quad (41)$$

Отсюда видно, что с ростом напряженности поля Ω_e резонансная частота растет, а с ростом моды l — падает. При этом необходимо, чтобы

$$\frac{\pi \rho_0}{L_{\parallel} l} \ll 1. \quad (42)$$

Наконец, рассмотрим энергобаланс в разряде плазменного источника. Это баланс между поглощаемой в объеме мощности ВЧ-поля и мощности, выносимой потоком плазмы, которая выражена формулой (39). Однако заметим, что все приведенное выше рассмотрение справедливо, пока выполнено условие (35)**. При $\omega \approx 10^8$ с⁻¹ это означает, что в источнике с $L_{\parallel} \approx 15$ см температура электронов не должна превышать 100 эВ. В экспериментах, по всей вероятности, это выполнялось. Поэтому из (39) для расходуемой мощности при $L_{\parallel} = 5$ см, $M = 100 M_0$, $T_e = 10$ эВ и $n_e \approx 5 \cdot 10^{11}$ см⁻³ получаем $P_w \approx 200$ Вт.

Что касается поглощаемой в плазме мощности, то в случае косо́й ленгмюровской волны она с хорошей степенью точности порядка

$$P_T \approx \pi \rho_0^2 L_{\parallel} \frac{\omega}{2\pi} \text{Im} \epsilon_{\parallel} |E_z|^2. \quad (43)$$

Здесь $\text{Im} \epsilon_{\parallel}$ дается формулой (5). При $T_e \approx 10$ эВ и $L_{\parallel} \approx 15$ см бесстолкновительным затуханием волны можно пренебречь и учесть лишь первое мнимое слагаемое

в выражении для $\text{Im} \epsilon_{\parallel} = \frac{\omega_p^2 \nu_e}{\omega^3}$. В результате из (43) получаем оценку

$$P_T \approx 40 |E_z|^2,$$

где E_z дается в В/см.

* При $l \gg 1$ условие возбуждения геликона в объеме оказывается более жестким, т. к. пороговая плотность плазмы больше в $\frac{l L_{\parallel}}{\pi \rho_0}$ раз.

** При нарушении условия (36) ВЧ-поле испытывает дебаевскую экранировку, и разряд принимает качественно иной характер (см. ниже).

При $E_z \approx 3$ В/см $P_T \approx 400$ Вт. В целом $P_T + P_w = 600$ Вт.

Перейдем теперь к обсуждению плоского разряда и чтобы быть ближе к экспериментальным условиям, рассмотрим плоский цилиндрический разряд с $L_{||} \approx 5$ см и $\rho_0 \approx 10$ см. Для такого разряда в точности выполняется условие (38) и в этом смысле он более перспективен в качестве плазменного источника. Более проблематичным является выполнение условия (36), поскольку при $L_{||} \approx 5$ см и $T_e \approx 10$ эВ отношение $\frac{\omega L_{||}}{\pi v_{Te}} \approx 1$. Хотя неравенство (1) в этом случае обеспечивается вплоть до

$n_e < 10^{13}$ см⁻³ и при $n_e \approx 5 \cdot 10^{11}$ см⁻³, выполняется с большим запасом, по-видимо-

му, $v_e \ll \frac{\pi v_{Te}}{L_{||}}$, а следовательно, учет теплового движения становится принципиальным. Однако пока им пренебрежем и вернемся к этому вопросу ниже.

Считая $T_e = 10$ эВ и $n_e = 5 \cdot 10^{11}$ см⁻³, расходуемая мощность источника (39) в рассматриваемом случае несколько больше, чем в случае протяженного источника, и составляет

$$P_w \approx 800 \text{ Вт.}$$

В то же время мощность источника тока для нагрева плазмы (43) практически не меняется, и при $E_z = 3$ В/см достигает $P_T \approx 500$ Вт.

Следует особо подчеркнуть, что для существования косых ленгмюровских волн и их возбуждения в случае плоского источника требуются большие азимутальные числа l . Согласно (42)

$$l > \frac{\pi \rho_0}{L_{||}} \approx 10,$$

причем частота $\omega \approx 10^8$ с⁻¹ при $B_0 \approx 1$ кГс может считаться резонансной только для коротковолновых по радиусу возмущений. Вместо (41) для резонансной частоты возбуждения следует использовать оценку

$$\omega_{\text{рез}} \approx \frac{\pi \Omega_e}{L_{||}} \sqrt{\frac{l^2}{\rho_0^2} + \frac{\mu_{ln}^2}{\rho_0^2}},$$

где μ_{ln} — корни функции Бесселя $J_l(\mu_{ln}) = 0$, которые при больших значениях μ_{ln} совпадают с корнями функции $\sin \mu_{ln} = 0$ (см. (34)). При $l \approx 10-20$, по-видимому, $\mu_{ln} \approx 20$.

В заключение коротко обсудим разряд при нарушении условий (36). Возможно, в экспериментах [4] имеет даже обратное неравенство, а именно, если $T_e > 10$ эВ, то

$$\frac{\pi v_{Te}}{L_{||}} > \omega \gg v_e.$$

В этих условиях имеет место дебаевская экранировка электростатического поля источника тока в плазме. Вместо уравнения (30) в этом случае внутри плазмы ($z > 0$) следует писать уравнение

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{v_{Te}^2} \Phi = 0.$$

В то же время вне плазмы ($z \leq 0$) уравнение Пуассона не меняется

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + \kappa_e^2 \Phi = 0.$$

Это означает, что все поле источника экранируется на очень малой глубине, порядка дебаевского радиуса $r_{De} \approx \frac{v_{Te}}{\omega_p} < 10^{-2}$ см. Скорее всего, в этом случае разряд под-держивается пучками электронов, ускоряемых в этом дебаевском слое. Эти пучки ионизируют газ в источнике и поддерживают плазму. Такой источник плазмы следует считать дебаевским и его необходимо исследовать как теоретически, так и экспериментально. Здесь уместно заметить, что экранировка поперечного поля, которое имеет место в плотной плазме при обратном условии (11), также, как и геликонного, к подобному ускорению электронов привести не может.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЧ ПЛАЗМЕННОГО ИСТОЧНИКА МАЛОЙ МОЩНОСТИ

Цель экспериментальных исследований, описанных в работе [4], состояла в выявлении условий эффективного ввода ВЧ-мощности в ограниченную магнитоактивную плазму, сравнении результатов эксперимента с теорией. В экспериментах измерялись пространственные распределения зондового ионного тока насыщения, а также концентрация и средняя энергия электронов в газоразрядной трубке в зависимости от: давления рабочих газов — воздуха, аргона и ксенона в диапазоне 10^{-3} — 10^{-2} торр; мощности (0—200 Вт) и частоты ВЧ-излучения (20—80 МГц); внешнего постоянного магнитного поля в диапазоне 0—500 Гс; длины газоразрядной трубки $L_{\text{н}} \approx 4$ —8 см.

Изучение особенностей ВЧ-разряда проводилось на установке, схема которой показана на рис. 2. Откачка установки осуществлялась форвакуумным 1 и диффузионным 2 насосами с производительностями 1 и 100 л/с соответственно. Насосы обеспечивали давление в установке $5 \cdot 10^{-6}$ торр. В случае, если ловушки 3—5 заполнялись жидким азотом, давление в установке было не хуже $\lesssim 10^{-6}$ торр. Газоразрядная трубка 6 припаивалась к вакуумной установке с помощью стеклянного отрезка 7. Давление измерялось с помощью манометрической лампы 8. Рабочие газы — аргон и ксенон — поступали в газоразрядную трубку из баллона 15, а воздух — из атмосферы. Скорость поступления газов регулировалась с помощью натекателя 16. Были изготовлены две стеклянные газоразрядные трубки диаметром 92 мм и длиной 80 и 40 мм соответственно. Цилиндрические зонды диаметром 0,3 мм и длиной 5 мм были впаяны в центральное сечение трубки на оси и на расстоянии 23 мм от центра. На боковой поверхности трубки размещались антенны зигзагообразной и соленоидальной форм (см. рис. 1, а). Для возбуждения разряда антенны подсоединялись к согласующему устройству 13 ВЧ-генератора 14 с рабочими частотами 20, 30, 40, 60 и 81 МГц и диапазоном изменения мощности 0—200 Вт. Газоразрядную трубку вместе с антенной размещали внутри соленоида, состоящего из трех катушек Гельмгольца 11. Источник питания катушек 12 обеспечивал изменение однородного магнитного поля внутри соленоида в диапазоне 0—600 Гс. Поджиг разряда осуществлялся в результате подачи ВЧ-мощности при наличии магнитного поля 10—300 Гс. После поджига разряд согласовывался с ВЧ-генератором, как правило, при нулевых значениях магнитного поля. Затем изучалось поведение плазмы при изменении магнитного поля без изменения параметров согласующего устройства. Для контроля за состоянием плазмы измерялись зондовые характеристики и вторые производные тока на зонд. Для подавления первой и второй гармоники ВЧ составляющей тока на зонд были использованы резонансные фильтры (рис. 3). Постоянная составляющая потенциала зонда задавалась цифроаналоговым преобразователем ЦАП ИВМ РС ЗС и усилителем. Зондовый ток и вторая производная тока на зонд регистрировались аналого-цифровым преобразователем АЦП ИВМ РС.

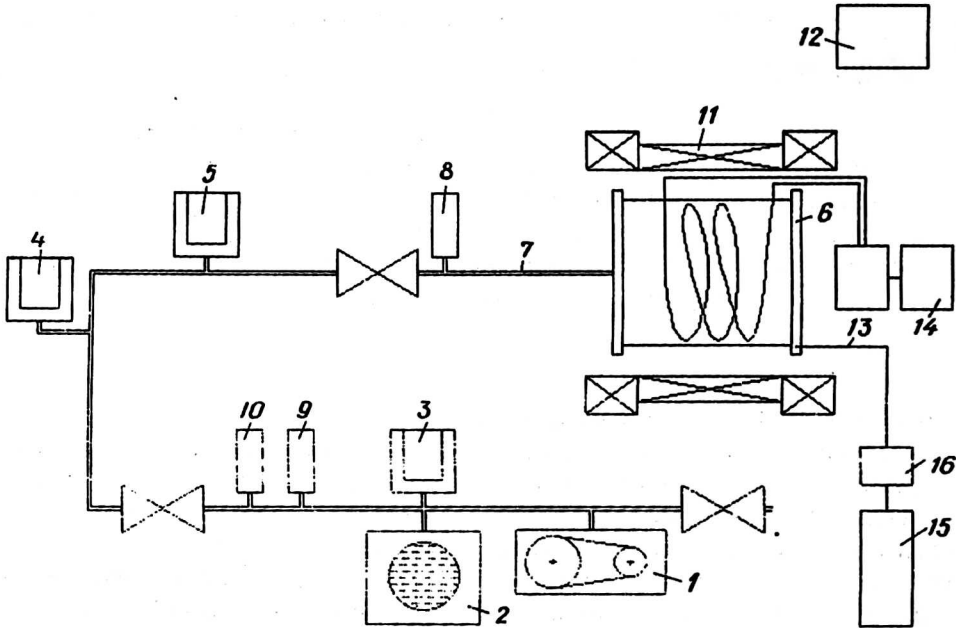


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

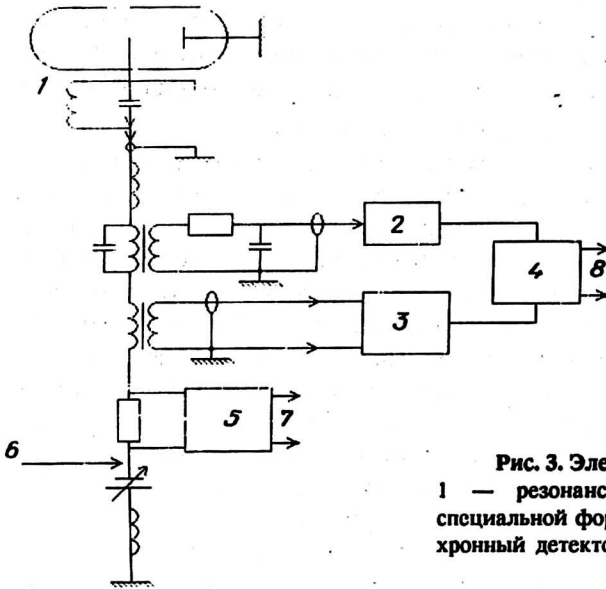


Рис. 3. Электрическая схема зондовых измерений:
 1 — резонансный фильтр; 2 — генератор сигналов специальной формы; 3 — селективный усилитель; 4 — синхронный детектор; 5 — вольтметр; 6 — выход ЦАП; 7—8 — вход АЦП

Целью первой серии экспериментов было выявление областей магнитного поля, где наблюдается резонансное поглощение ВЧ-мощности. Для решения этой задачи измерялся ионный ток насыщения на зонд при изменении внешнего магнитного поля. Результаты измерений приведены на рис. 4. Степень неоднородности магнитного поля в объеме, занимаемом газоразрядной трубкой, составлял 20 %, в пределах которых в объеме газоразрядной трубки выполнялись условия $\omega = \Omega_e$, либо $2\omega = \Omega_e$.

Из рис. 4 видно, что в рассмотренных случаях отсутствует увеличение ионного тока в области электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР), зато достаточно отчетливо видно увеличение ионного тока в области $2\omega = \Omega_e$, однако резкий локаль-

ный максимум в этой области значительно уступает по величине основному широкому максимуму, лежащему в области магнитных полей, превышающих указанные резонансные поля и соответствующих области существования рассмотренных выше электростатических волн. В связи с этим основное внимание было уделено исследованию условий существования этого максимума и параметров плазмы в его окрестностях.

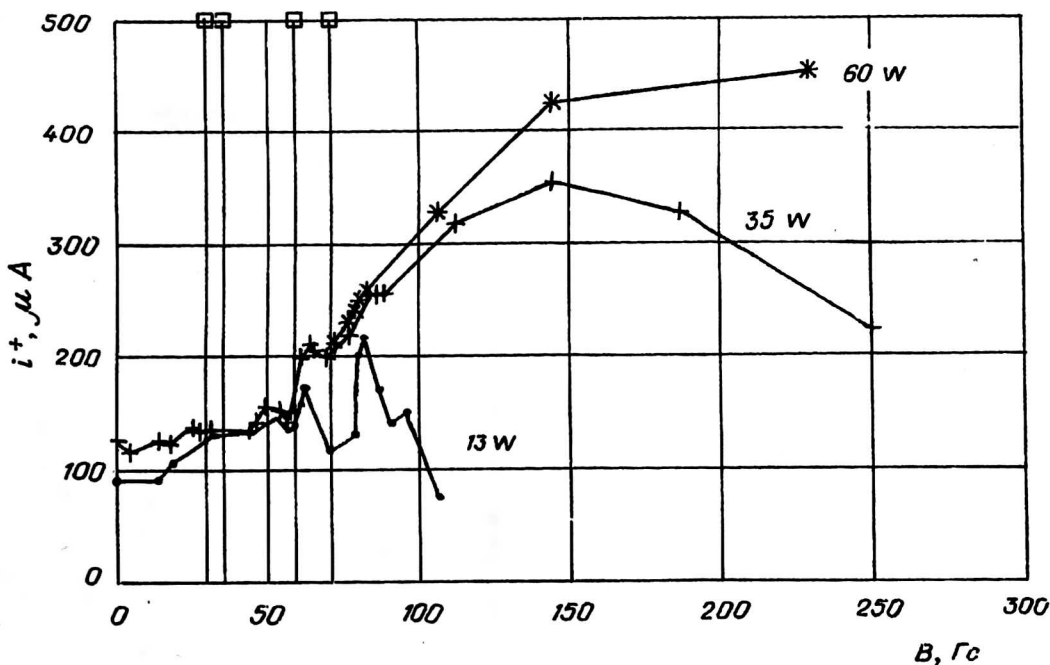


Рис. 4. Зависимость ионного тока насыщения на зонд от индукции магнитного поля. Воздух, $P = 0,5$ мторр, $f = 81$ МГц

Зондовые измерения показали (рис. 5, а, б), что в области максимума ионного тока наблюдаются максимальные значения концентрации и средней энергии электронов. При вкладываемой мощности 15 Вт концентрация n_e и средняя энергия электронов ϵ достигают максимума при магнитных полях порядка 100 Гс, а затем быстро убывают с ростом магнитного поля. При низких магнитных полях $B_0 < 40$ Гс значения n_e и ϵ , измеренные на различных расстояниях от оси трубки, близки друг к другу. Длина свободного пробега и ларморовский радиус электронов, которые рождаются и нагреваются в скин-слое вблизи стенок газоразрядной трубки, сравнимы с радиусом трубки, поэтому быстрые электроны легко достигают центральные области разряда. При магнитных полях $B_0 > 40$ Гс ларморовский радиус становится малым по сравнению с радиусом газоразрядной трубки, что приводит к тому, что в области магнитных полей 40—80 Гс и $B_0 > 120$ Гс средняя энергия электронов на оси трубки значительно ниже, чем на периферии. Напротив, в области магнитных полей 80—120 Гс средняя энергия и концентрация электронов на оси превосходят те же величины, измеренные вблизи стенок газоразрядной трубки. Это свидетельствует о том, что ВЧ-поля проникают внутрь плазмы и нагревают электроны во всем объеме разряда, причем область существования основного максимума соответствует предсказанной теоретически области существования электростатических волн (рис. б).

Из рис. 5, б видно, что положение максимума ионного тока насыщения существенно зависит от вкладываемой ВЧ-мощности, причем увеличение последней приводит к смещению максимума в область больших значений магнитного поля.

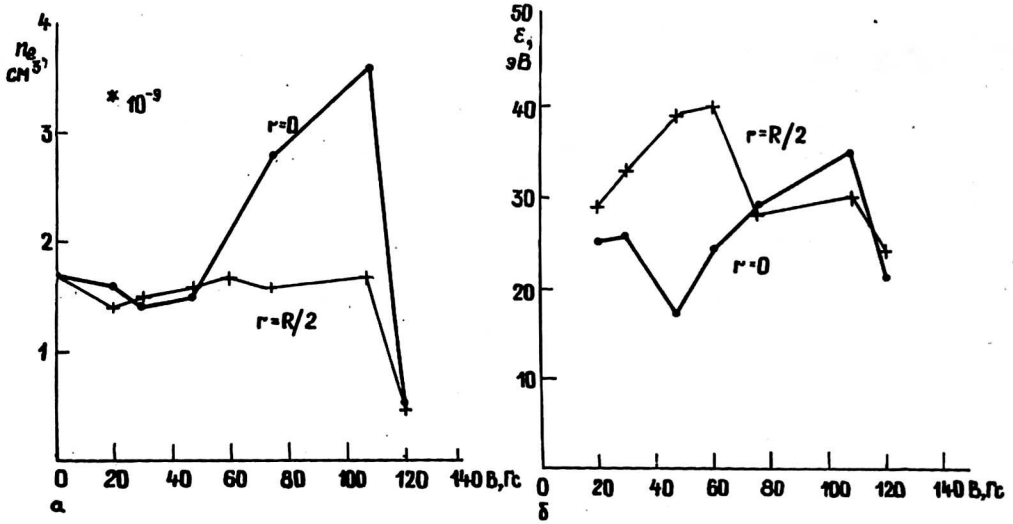


Рис. 5. Зависимость концентрации (а) и средней энергии (б) электронов на оси ($r=0$) и на расстоянии ($r=R/2$) от оси газоразрядной трубки от индукции магнитного поля. Воздух, $P=0,8$ мторр, $f=81$ МГц; $P=15$ Вт

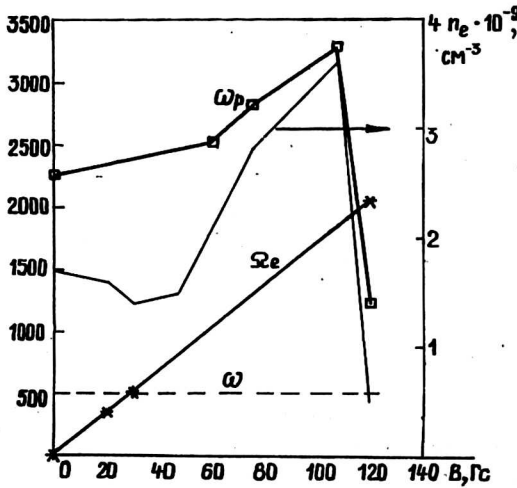


Рис. 6. Зависимость циклотронной и плазменной частот от индукции магнитного поля. Пунктиром показана частота генератора, тонкими линиями — зависимость концентрации электронов от индукции магнитного поля

Этот факт также может быть объяснен из условия существования электростатических волн.

С ростом вкладываемой мощности увеличивается концентрация электронов, а следовательно, и плазменная частота, что смещает правую границу существования электростатических волн в область больших значений магнитного поля.

На рис. 7 показаны зависимости ионного тока насыщения на зонд, полученные с антеннами, содержащими различное число витков. Как видно увеличение отношения ρ_e/l в соответствии с теорией приводит к появлению и увеличению максимума ионного тока в области частот $\omega \ll \Omega_e$.

При измерении зависимости ионного тока насыщения от величины ВЧ-мощности (рис. 8), вкладываемой в разряд при постоянных значениях магнитного поля, возбуждение электростатических волн проявляет себя в резком росте ионного тока вблизи пороговой мощности, величина которой зависит от магнитного поля.

При дальнейшем увеличении мощности выше порога ионный ток растет значительно медленнее. Измерения показали, что этому росту способствует увеличение числа звеньев в антенне, а также магнитного поля, которое, однако, сопровождается

ся ростом пороговых значений ВЧ-мощности. Как видно из рис. 9, а, б скачок ионного тока вызван скачком концентрации и средней энергии электронов. Увеличение мощности при этом сопровождается сближением средней энергии электронов на оси трубки со средней энергией электронов у ее стенок.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

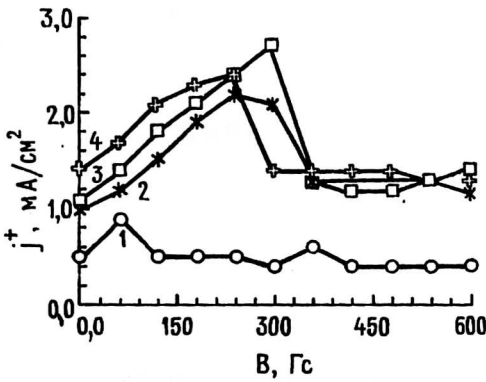


Рис. 7. Зависимость плотности ионного тока от магнитного поля. Антенна зигзагообразная

$$1 - \frac{\pi \rho_0 l}{L_{||}} = 0,4; \quad 2 - \frac{\pi \rho_0 l}{L_{||}} = 0,2;$$

$$3 - \frac{\pi \rho_0 l}{L_{||}} = 0,1; \quad 4 - \frac{\pi \rho_0 l}{L_{||}} = 0,05$$

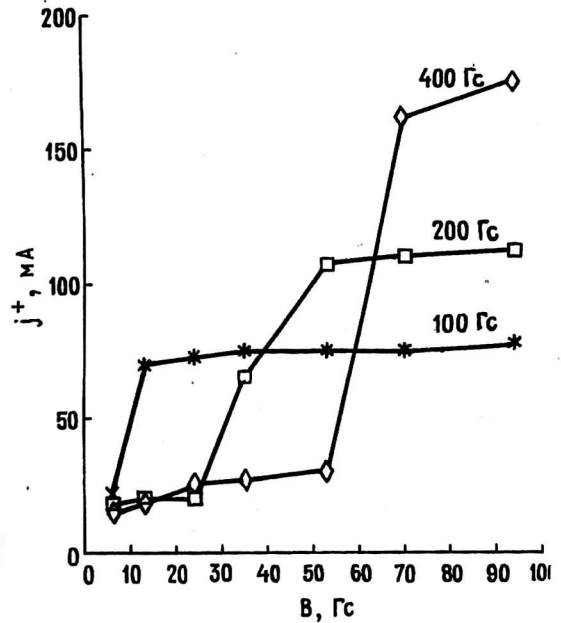


Рис. 8. Зависимость ионного тока насыщения на зонд от ВЧ-мощности. Воздух, $P = 1,2$ мторр, $f = 81$ МГц

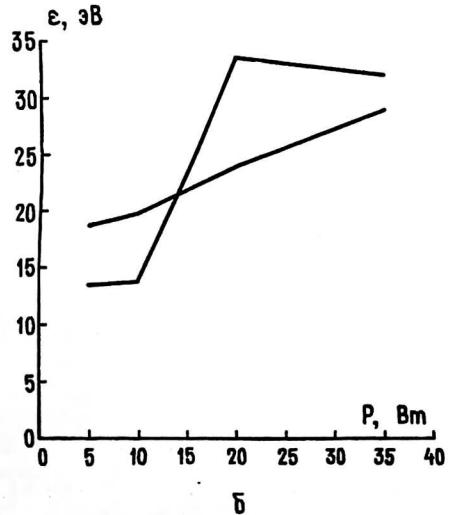
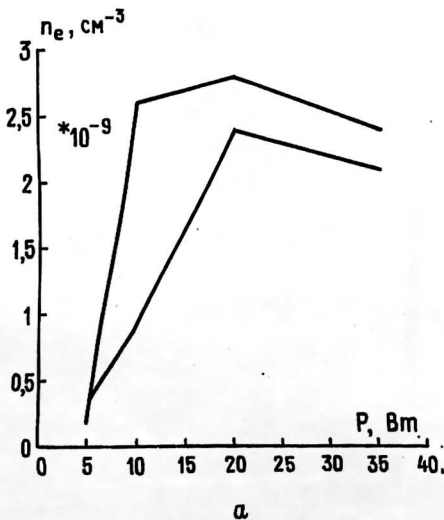


Рис. 9. Зависимость концентрации (а) и средней энергии (б) электрона на оси ($r=0$) и на расстоянии ($r=R/2$) от оси газоразрядной трубки от ВЧ-мощности. Воздух, $P = 2,0$ мторр, $f = 81$ МГц, $P = 15$ Вт

Литература

1. Zhu P., Baswell R. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. P. 2805.
 2. Cheu F. F. // Plasma Phys. and Contr. Fusion. 1991. V. 33. P. 339.

3. Воробьев Н. Ф., Рухадзе А. А. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 12. С. 1065—1069.
4. Alexandrov A. F., Kralkina E. A., Obukhov V. A., Rukhadze A. A., Vorobyev N. P. // Plasma Phys. and Contr. Fusion, 1995.
5. Alexandrov A. F., Rukhadze A. A. Principles of plasma electrodynamics. — Springer Verlag, 1984.

LOW POWER HIGH FREQUENCY PLASMA SOURCES

A. F. Alexandrov, S. G. Kondrashin
Moscow State University, Moscow, Russia

G. E. Bugrov, N. F. Vorobyev, E. A. Kralkina, V. A. Obukhov
Moscow Aviation Institute, Moscow, Russia

A. A. Rukhadze
General Physics Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

A general theory of low power plasma sources based on the method of high frequency (HF) heating and supporting of plasma is presented. The frequency lies between the ion and electron Larmor frequencies in the longitudinal external magnetic field parallel to the plasma stream velocity. Under such conditions all the electromagnetic phenomena in plasma sources are determined by the electrons. At the same time the wavelength is much larger than the geometrical sizes of the sources and, therefore, a quasistatic description is valid. The cylindrical and flat sources are considered, and an example of the experimental realization of such a source is discussed.