

01;04;09

Радиочастотные источники плазмы малой мощности для технологических приложений.

II. Источники плазмы в условиях аномального скин-эффекта

© К.В. Вавилин,¹ В.Ю. Плаксин,¹ М.Х. Ри,¹ А.А. Рухадзе²¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия² Институт общей физики РАН, 119991 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 10 сентября 2003 г.)

Развита теория радиочастотного плоского дискообразного источника плазмы в условиях аномального скин-эффекта. В отсутствие внешнего магнитного поля такие условия реализуются для поперечной электромагнитной волны в области фазовых скоростей меньше тепловой скорости электронов. При наличии же внешнего магнитного поля условия аномального скин-эффекта реализуются для электронной циклотронной волны внутри резонансной линии поглощения. Для каждого из этих случаев определены мощности поглощаемой плазмой энергии радиочастотного поля и эквивалентное сопротивление плазмы при заданных значениях ее параметров.

Введение

Радиочастотные источники плазмы при наличии внешнего магнитного поля, как нерезонансные (при частотах ниже электронной циклотронной частоты), так и резонансные (при частотах вблизи частоты электронного циклотронного резонанса), исследованы достаточно полно (см. последние сборники [1,2] и обзор [3], а также цитированную в них литературу). В отсутствие же внешнего магнитного поля радиочастотный источник плазмы, насколько нам известно, рассматривался лишь в нашей работе [4]. Во всех известных нам работах, однако, как в отсутствие магнитного поля, так и при его наличии исследовались источники плазмы при полном пренебрежении пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости плазмы, либо когда пространственная дисперсия является достаточно слабой. Работа же радиочастотных плазменных источников в условиях сильной пространственной дисперсии до настоящего времени не исследовалась.

В отсутствие магнитного поля условия сильной пространственной дисперсии для поперечной электромагнитной волны реализуются в области частот аномального скин-эффекта, когда [5]

$$v_e \ll \omega \ll kV_{Te} \approx \left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{Le}^2 \omega}{c^2 V_{Te}} \right)^{\frac{1}{3}} V_{Te}. \quad (1.1)$$

Здесь величина

$$\lambda_{sk} \approx k^{-1} \equiv \left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{Le}^2 \omega}{c^2 V_{Te}} \right)^{-\frac{1}{3}}$$

известна как глубина аномального скин-слоя. Заметим, что условие (1.1) можно переписать в виде

$$v_e^2 \ll \omega^2 \ll \omega_{Le}^2 \frac{V_{Te}^2}{c^2}, \quad (1.2)$$

явно определяющем область частот аномального скин-эффекта.

При наличии же магнитного поля условие сильной пространственной дисперсии выполняется для электронной циклотронной волны внутри резонансной линии поглощения, когда [5]

$$v_e |\omega - \Omega_e| \ll kV_{Te} \approx \left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{Le}^2 \omega}{c^2 V_{Te}} \right)^{\frac{1}{3}} V_{Te}. \quad (1.3)$$

И здесь величина

$$\lambda_{sk} \approx k^{-1} \equiv \left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{Le}^2 \omega}{c^2 V_{Te}} \right)^{-\frac{1}{3}}$$

имеет смысл глубины проникновения поля резонансной ($\omega = \Omega_e$) циклотронной волны в плазму (глубина аномального скин-слоя).

Ниже в условиях (1)–(3) исследуется плоский дискообразный источник плазмы с диаметром $2R$, намного превосходящим его длину L (рис. 1), и при условии, когда $L \gg \lambda_{sk}$, т. е.

$$2R \gg \lambda_{sk} \approx k^{-1} \equiv \left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{Le}^2 \omega}{c^2 V_{Te}} \right)^{-\frac{1}{3}}. \quad (1.4)$$

На верхней поверхности источника при $z = 0$ расположена антенна в виде сильно закрученной спирали Архимеда с плотностью тока

$$j_\varphi = \frac{\mu}{R(1 - J_0(\mu))} \delta(z) J_1 \left(\mu \frac{r}{R} \right) e^{-i\omega t} I_0. \quad (1.5)$$

Здесь I_0 — полный ток антенны; $J_0(x)$ и $J_1(x)$ — функция Бесселя, причем $J_1(\mu) = 0$ (т. е. $\mu \approx 3.8$). Антенна возбуждает в плазме радиочастотное поле, греющее плазму и поддерживающее работу источника (подробнее см. [3]).

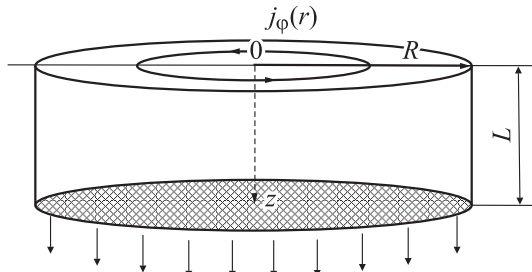


Рис. 1.

В численных расчетах мы будем исходить из следующих заданных параметров плазмы: давление нейтрального газа $P_0 \leq 10^{-3}$ Torr, температура электронов $T_e = 5$ eV (т.е. $V_{Te} = \sqrt{T_e/m} = 9.5 \cdot 10^7$ cm/s), плотность электронов плазмы¹ $n_e \sim 3 \cdot 10^{11} - 5 \cdot 10^{12}$ cm⁻³ и частота радиочастотного поля $\omega = 2\pi f = 8.52 \cdot 10^7$ s⁻¹ (т.е. $f = 13.56$ MHz). Однако все полученные формулы пригодны и при других параметрах плазмы, удовлетворяющих условиям (1)–(3), причем перерасчет не представляет труда. Будут рассчитаны мощность поглощаемой плазмой радиочастотного поля и эффективное сопротивление плазмы источника.

Источник плазмы в отсутствие магнитного поля

В отсутствие внешнего магнитного поля для аксиально-симметричных решений уравнений Максвелла отличными от нуля являются компоненты

$$E_\varphi(z, r) = E_\varphi(z)J_1\left(\mu \frac{r}{R}\right), \quad B_r(z, r) = B_r(z)J_1\left(\mu \frac{r}{R}\right),$$

$$B_z(z, r) = B_z(z)J_0\left(\mu \frac{r}{R}\right),$$

которые для рассматриваемой геометрии источника удовлетворяют системе

$$-ic \frac{\partial E_\varphi}{\partial z} + \omega B_r = 0, \quad \frac{c\mu}{R} E_\varphi - i\omega B_z = 0, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\mu}{R} B_z + i\frac{\omega}{c} D_\varphi = \frac{4\pi}{c} j_\varphi(z).$$

Здесь проведено дифференцирование с учетом зависимостей компонент поля от r . Азимутальная компонента электрической индукции $D_\varphi(z)$ при этом считается связанной с полем $E_\varphi(z)$ интегральным соотношением. Это соотношение находится из кинетической теории для ограниченной плазмы. В интересующих нас условиях аномального скин-эффекта, когда выполнены неравенства (1.4), мы можем перейти к пределу полуограниченной вдоль оси z плазмы, считая $L \rightarrow \infty$. И если при этом

¹ В случае резонансного циклотронного источника плазмы ограничение плотности плазмы снизу необязательно. Ограничение плотности сверху носит чисто техническую природу — при больших плотностях источник плазмы перегревает подложку, покрываемую плазмой.

принять модель зеркального отражения электронов от поверхности при $z = 0$, то [5, § 17, 18]

$$D_\varphi(z) = \int_{-\infty}^{\infty} dz' \hat{\varepsilon}^{tr}(z - z', \omega) E_\varphi(z'), \quad (2.2)$$

где $\hat{\varepsilon}^{tr}(z - z', \omega)$ — функция влияния, Фурье-образ которой

$$\varepsilon^{tr}(\omega, k) = \int dz \cdot \hat{\varepsilon}^{tr}(z, \omega) e^{-ikz} \quad (2.3)$$

— поперечная диэлектрическая проницаемость изотропной электронной плазмы с учетом столкновений [6]

$$\begin{aligned} \varepsilon^{tr}(\omega, k) &= 1 - \frac{\omega_{Le}^2}{\omega(\omega + iv_e)} J_+ \left(\frac{\omega + iv_e}{kV_{Te}} \right) \\ &\approx i \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{Le}^2}{\omega |k| V_{Te}}. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Последнее выражение (2.4) соответствует пределу аномального скин-эффекта.

Система (2.1) легко сводится к одному уравнению для $E_\varphi(z)$ в области, занятой плазмой, $z \geq 0$,

$$\frac{\partial^2 E_\varphi}{\partial z^2} - \frac{\mu^2}{R^2} E_\varphi + \frac{\omega^2}{c^2} D_\varphi = -\frac{4\pi i \omega}{c^2} j_\varphi(z). \quad (2.5)$$

Здесь $j_\varphi(z)$ есть (1.5) без множителя $J_1\left(\mu \frac{r}{R}\right) e^{-i\omega t}$. Для решения этого уравнения мы воспользуемся методом, изложенным в [5, § 17, 18]: продолжим $E_\varphi(z)$ в область $z < 0$ четным образом с учетом граничных условий (которые следуют из самих уравнений (2.1))

$$\{E_\varphi(z)\}_{z=0} = 0, \quad \left\{ \frac{\partial E_\varphi}{\partial z}(z) \right\}_{z=0} = \frac{\alpha}{R} I_0, \quad (2.6)$$

где

$$\alpha = \frac{4\pi i \omega}{c^2} \frac{\mu}{1 - J_0(\mu)}.$$

Опуская подробности вычислений, приведем результат решения задачи для поля $E_\varphi(z)$ внутри плазмы источника

$$E_\varphi(z) = -\frac{E'_\varphi(0)}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk \cdot e^{ikz} \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon^{tr}(\omega, k) \right)^{-1}, \quad (2.7)$$

где

$$E'_\varphi(0) = \frac{-\frac{\alpha}{R} I_0}{1 + \frac{k_0}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon^{tr}(\omega, k) \right)^{-1}}, \quad (2.8)$$

причем

$$k_0 = \sqrt{\frac{\mu^2}{R^2} - \frac{\omega^2}{c^2}} \approx \frac{\mu}{R}$$

(для интересующего нас радиочастотного источника² при $\omega = 8.52 \cdot 10^7$ s⁻¹).

² Строго говоря, решение (2.7) предполагает, что боковая цилиндрическая поверхность источника при $r = R$ продлена в область $z < 0$ (вакуумная область).

В области частот слабой пространственной дисперсии, когда выполняется обратное неравенство (1.2), из (2.7) получаем

$$E_{\varphi}(z) = \frac{\frac{\alpha}{R} I_0}{k_1 + k_0} e^{-k_1 z}, \quad (2.9)$$

где

$$k_1 = \sqrt{\frac{\mu^2}{R^2} - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega)},$$

$\varepsilon(\omega)$ дается формулой (2.4) из нашей работы [3].

Естественно, в этом случае решение (2.9) совпадает с найденным в [4] при $L \rightarrow \infty$.

В интересующем же нас пределе сильной пространственной дисперсии, когда выполнены условия (1.2) и имеет место аномальный скин-эффект, в (2.7) и (2.8) следует подставлять последнее выражение (2.4). В результате из (2.7) и (2.8) находим поле внутри плазмы ($z > 0$)

$$E_{\varphi}(z) = \frac{\frac{\alpha}{R} I_0}{k_1 + k_0} e^{\frac{i(\sqrt{3}-1)}{2} k_1 z}, \quad (2.10)$$

где введены обозначения

$$k_0 = \sqrt{\frac{\mu^2}{R^2} - \frac{\omega^2}{c^2}} \approx \frac{\mu}{R}, \quad k_1 = \left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{Te}^2 \omega}{c^2 V_{Te}} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (2.11)$$

Теперь мы можем вычислить мощность радиочастотного поля, поглощаемую плазмой источника, и найти эффективное сопротивление последней. Будем исходить из общего уравнения (2.7), пригодного как в пределе слабой пространственной дисперсии, так и сильной. Учтем, кроме того, радиальную зависимость электрического поля в плазме. В результате получим общую формулу

$$\begin{aligned} P_W &= \frac{2\omega}{\pi} |E'_{\varphi}(0)|^2 \int_0^R r dr J_1^2\left(\mu \frac{r}{R}\right) \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} \text{Im} \varepsilon^{tr}(\omega, k) \frac{dk}{\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon^{tr}\right) \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon^{tr*}\right)} \\ &= \alpha^2 I_0^2 \frac{\omega}{2\pi} J_0^2(\mu) \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \text{Im} \varepsilon^{tr}(\omega, k) \left|k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon^{tr}\right|^{-2} dk}{\left|1 + \frac{k_0}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon^{tr}\right)^{-1}\right|^2} \\ &= R_{\text{eff}} I_0^2. \end{aligned} \quad (2.12)$$

При пренебрежении пространственной дисперсией диэлектрической проницаемости из (2.12) получаем выражение (3.12) из работы [4]. В области же сильной пространственной дисперсии (область частот аномального скин-эффекта) в (2.12) следует подставлять последнее выражение (2.4). В результате получим

$$P_W = \frac{1}{3\sqrt{3}} \alpha^2 I_0^2 \frac{c^2}{\omega} J_0^2(\mu) \frac{k_1}{k_1^2 + \frac{4}{27} k_0^2} = R_{\text{eff}} I_0^2. \quad (2.13)$$

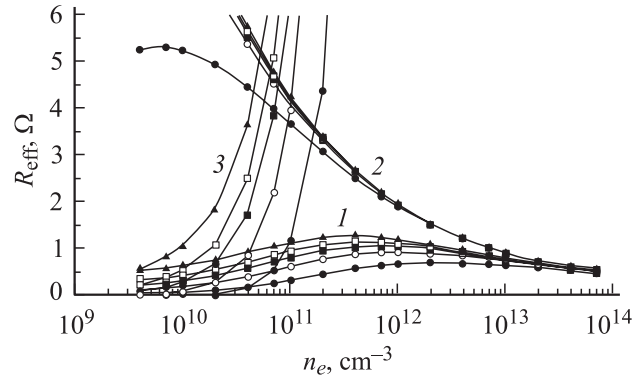


Рис. 2. Расчет: 1 — по формуле (2.12), 2 (спадающие) — по формуле (2.13), 3 (нарастающие) — по формуле (3.12) работы [4]. $R, \text{см}$: черный кружок — 5, белый кружок — 10, черный квадрат — 15, белый квадрат — 20, черный треугольник — 30.

Отсюда видно, что величина P_W слабо зависит от радиуса R и медленно падает с ростом плотности плазмы как $n_e^{-1/3}$, в то время как в области малых плотностей плазмы, когда выполнено обратное условие (1.2) и пространственная дисперсия пренебрежимо мала, имеет место такой же медленный рост P_W с ростом n_e [4].

При $n_e \sim 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ и принятых выше параметрах плазмы из (2.13) получаем $R_{\text{eff}} \sim 1 \Omega$. На рис. 2 приведены зависимости R_{eff} от плотности плазмы в области $5 \cdot 10^{11} \langle n_e \rangle 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ для различных радиусов источника R , рассчитанных по точной (2.12) и приближенной формуле (2.13). Видно, что в области применимости последней, т.е. $n_e > 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, между ними имеется хорошее согласие. Здесь же приведена зависимость R_{eff} от плотности плазмы при малых плотностях, т.е. при $n_e < 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, когда применимо приближение работы [4]. Здесь также согласие с расчетом по (2.12) достаточно хорошее при $n_e < 3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. В целом оптимистический вывод работы [4] расчет по точной формуле (2.12) не подтвердил: даже в оптимальных условиях при $\omega \sim (V_{Te}/c)\omega_{Le}$, соответствующих, согласно рис. 2, $R \geq 20 \text{ см}$ и $n_e \sim 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, эффективное сопротивление плазмы не превышает 1.5Ω .

Циклотронный источник плазмы

Проведенный в предыдущем разделе анализ без изменения применения для источника плазмы, работающего на электронном циклотронном резонансе в области частот внутри поглощения, когда выполнены неравенства (1.3) (т.е. в условиях аномального скин-эффекта). Дело в том, что в этих условиях вследствие сильного поглощения мы как бы имеем „квазипродольное распространение“ циклотронной волны в плазме, а поэтому отличны от нуля те же компоненты электромагнитного поля, что и в предыдущем разделе. Отличной является

эффективная диэлектрическая проницаемость [6]

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{eff}}(\omega, k_z) &= 1 - \frac{\omega_{Le}^2}{\omega(\omega + i\nu_e - \Omega_e)} J_+ \left(\frac{\omega + i\nu_e - \Omega_e}{k_z V_{Te}} \right) \\ &\approx i \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{Le}^2}{\omega |k_z| V_{Te}}, \end{aligned} \quad (3.1)$$

которая, однако, в интересующем пределе (1.3) совпадает с (2.4) (последние выражения). Очевидно, сохраняется и выражение (2.13) для случая циклотронного источника в условиях аномального скин-эффекта и приведенные выше оценки при $B_0 \approx 5$ Gs. Более того, для этого резонансного значения магнитного поля справедливыми оказываются и все расчеты, приведенные на рис. 2 для области аномального скин-эффекта. При этом следует иметь в виду, что область частот аномального скин-эффекта соответствует условию

$$(\omega - \Omega_e)^2 \ll \left(\frac{V_{Te}^2}{c^2} \omega_{Le}^2 \Omega_e \right)^{\frac{2}{3}} \ll \Omega_e^2. \quad (3.2)$$

В обратном пределе, т.е. вне области циклотронного резонанса, аналогия уже не имеет места. Здесь существенным становится поглощение при возбуждении циклотронных волн в плазме, частоты которых отличаются от резонансной Ω_e . Для строгого расчета эффективного сопротивления плазмы в области циклотронной частоты мы воспользовались формулой (2.12), которая оказывается справедливой и в рассматриваемом случае с заменой $\varepsilon^{rr}(\omega, k)$ на $\varepsilon_{\text{eff}}(\omega, k_z)$, и интегрированием по k_z вместо k . Результаты расчета представлены на рис. 4 в виде $R_{\text{eff}}(n_e)$ для различных значений B_0 . Видно, что R_{eff} имеет широкие максимумы плотности, причем с ростом плотности максимум смещается в область большего значения напряженности магнитного поля. Это является следствием коллективности циклотронных волн, отличие частоты которых от Ω_e растет с плотностью плазмы [6],

$$\omega_{\text{рез}} = \Omega_e - \frac{\omega_{Le}^2 \Omega_e}{k^2 c^2}. \quad (3.3)$$

Из (3.3) следует, что резонансная частота близка к ларморовской но несколько ниже. А поэтому при заданной частоте источника и резонанс достигается только в области $\Omega_e > \omega$ (т.е. при $B_0 > 5$ Gs). При меньших полях резонанс отсутствует, как это видно из рис. 3. Отметим также, что уравнение (3.1) и полученные здесь результаты справедливы до тех пор, пока выполняется условие „квазиоднородности“ циклотронной волны и малости отклонения частоты $\omega_{\text{рез}}$ от циклотронной, т.е.

$$\left(\frac{\Omega_e c}{\omega_{Le} V_{Te}} \right)^{1/3} \gg \frac{k^2 c^2}{\omega_{Le}^2} \gg 1, \quad \frac{\mu^2}{R^2} \ll \frac{\omega_{Le}^2}{c^2} \frac{\omega}{|\omega - \Omega_e|}. \quad (3.4)$$

Эти неравенства ограничивают область допустимых плотностей плазмы снизу, а напряженностей магнитного поля — сверху. Для параметров источника, представленных на рис. 3, они выполняются с запасом.

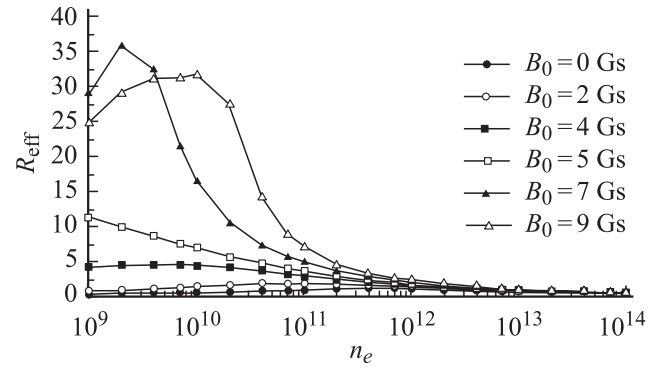


Рис. 3.

Наконец, особо следует отметить, что, согласно рис. 3, $R_{\text{eff}} > 20 \Omega$ при $n_e \sim 1-5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, что свидетельствует о перспективности радиочастотных циклотронных источников в плазменной технологии.

В заключение отметим, что полученными выше формулами можно пользоваться и для более высокочастотных циклотронных источников плазмы, пока длина волны в вакууме больше поперечного размера источника $2\pi c/\omega > R$, а поэтому можно пользоваться приближением антенного возбуждения и поддержания плазмы в источнике. Переход к более высоким частотам, а следовательно, более высоким напряженностям магнитного поля позволит освоить газы с более высоким давлением, реализовать более высокие плотности n_e , а также увеличить допустимые неоднородности B_0 . При этом разумным представляется увеличить частоту ω и поле B_0 примерно на порядок, т.е. $f \sim 50-100$ MHz, $B_0 \geq 100$ Gs, освоить давления $P_0 \sim 10^{-2}-10^{-1}$ Torr и достичь высокой эффективности при плотностях плазмы $n_e \sim 10^{12}-10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Список литературы

- [1] High Density Plasma Sources / Ed. O.A. Popov. New Jersey: Neyes Publications, 1995.
- [2] Electron Cyclotron Emission and Electron Heating / Ed. G. Girrizzi. Paris: World Scientific, 2002.
- [3] Shamray K.P. et al. // Supplement J. Physique III. 1997. Vol. 10. P. C4365-C4381. (ICPIG=1997, Toulouse (France)).
- [4] Вавилин К.В., Рухадзе А.А., Ри М.Х., Плаксин В.Ю. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 5. С. 44-49.
- [5] Силин В.П., Рухадзе А.А. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. М.: Атомиздат, 1961.
- [6] Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1988.