

О влиянии фоновой плазмы на электромагнитные свойства коаксиального резонатора гиротрона

© Ю.К. Москвитина,^{1,2} Г.И. Загинайлов,^{1,2} В.И. Ткаченко^{1,2}

¹ Национальный научный центр Харьковский физико-технический институт,
61108 Харьков, Украина

² Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина,
61022 Харьков, Украина
e-mail: Yu.Moskvitina@gmail.com

(Поступило в Редакцию 9 августа 2013 г.)

Исследовано влияние фоновой плазмы на электромагнитные свойства коаксиальных резонаторов с гладким и гофрированным внутренним проводником, которые используются в мощных гиротронах. Показано, что плазма по-разному действует на моды с разными знаками азимутального индекса, приводя к понижению либо повышению резонансных частот. Модификация распределения напряженности электромагнитных полей и плотности электромагнитной энергии фоновой плазмой происходит таким образом, что омические потери как на внешнем, так и на внутреннем проводнике уменьшаются. Причем в случае гладкого внутреннего проводника это происходит за счет уменьшения напряженности полей на поверхности проводников. В случае, когда внутренний проводник гофрирован, фоновая плазма приводит к увеличению напряженности полей на его поверхности. Тем не менее вследствие увеличения плотности энергии внутри резонатора (которое также обусловлено фоновой плазмой) относительная мощность омических потерь уменьшается. Основные расчеты проводились для коаксиального резонатора гиротрона, работающего на моде $TE_{34,19}$ (Карлсруэ, Германия).

Введение

В настоящее время мощные источники когерентного электромагнитного излучения миллиметрового диапазона широко используются не только для исследовательских целей, но и для решения многочисленных прикладных задач (управляемый термоядерный синтез, радиолокация, ускорители заряженных частиц, медицина и др.).

Основное назначение мощных генераторов миллиметрового излучения в установках управляемого термоядерного синтеза (УТС) — дополнительный электронно-циклотронный нагрев (ЭЦН) плазмы до температур, которые соответствуют температуре поджига термоядерной реакции в $D-T$ -смеси [1–3], а также ее поддержание и стабилизация. В отличие от других ВЧ-методов нагрева плазмы, ЭЦН отличается простотой ввода ВЧ-излучения в плазму, наличием возможности выбора размера и положения области выделения энергии в плазме. В настоящее время ЭЦН занимает лидирующие позиции [4,5] среди остальных методов ВЧ-нагрева (ионноциклотронный (ИЦН), нижегибридный (НГН) и альфвеновский (АН)).

Кроме ЭЦН миллиметровое излучение может быть использовано для генерации токов увлечения. Благодаря достаточно точной локализации области энерговыделения ЭЦН позволяет корректировать профили электронной температуры и тока в токамаке, меняя при этом характеристики удержания плазмы.

Для упрощения и удешевления систем ЭЦН, в частности, в проекте международного токамака-реактора ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor)

желательно, чтобы индивидуальная мощность гиротрона была не менее 2 MW при КПД более 30%, длительности импульса около 30 min [6] и частоте генерации в интервале 140–200 GHz. В настоящее время достижение таких мощностей для гиротронов, основанных на традиционных цилиндрических резонаторах, является технически невозможным из-за чрезмерного нагрева стенок резонатора, конкуренции мод, влияния полей пространственного заряда пучка и ряда других факторов, которые ограничивают их мощность на уровне около 1 MW.

Один из путей преодоления указанных ограничений связан с использованием в гиротронах коаксиальных резонаторов [1,7,8]. Наличие внутреннего проводника позволяет существенно ослабить влияние собственных полей пучка [9], конкуренцию мод (за счет разряжения спектра собственных частот) [10], а также другие ограничивающие мощность факторы. Рекордная выходная мощность ~ 2.2 MW была получена в режиме коротких импульсов на частоте ~ 170 GHz при КПД ~ 28 –30% [11,12]. Хотя к настоящему времени добиться существенного увеличения импульса генерации не удалось [13], данная геометрия резонатора представляется довольно перспективной и теоретически позволяет достигнуть еще более высоких мощностей (3–5 MW [14]).

Однако с повышением мощности (особенно в режиме длинных импульсов) существенно увеличивается вероятность образования плазмы в резонаторе гиротрона. Согласно [15], в режиме длинных импульсов наиболее существенными являются два механизма образования плазмы: 1) ионизация остаточного газа электронами пучка, 2) накопление электронов в объеме резонатора за счет отражения части электронов пучка от коллектора

(вследствие подачи на него отрицательного потенциала для рекуперации энергии электронного пучка и тем самым повышения КПД). Появление фоновой плазмы приводит к почти 100%-ной компенсации пространственного заряда пучка, что неоднократно наблюдалось в экспериментах. С увеличением тока и мощности пучка оба механизма образования плазмы усиливаются. Поэтому изучение влияния фоновой плазмы на электромагнитные свойства резонаторов мощных гиротронов, имеющих коаксиальную геометрию, представляется весьма актуальным, чему и посвящена настоящая работа.

Влияние фоновой плазмы на электромагнитные свойства традиционных (цилиндрических) резонаторов гиротронов исследовалось в рамках холодной [16,17], линейной [18] и нелинейной [19] теорий. Показано, что она приводит к сдвигу рабочей частоты резонатора, а также к сдвигу областей генерации и оптимальных режимов работы гиротронов. Полученные результаты находились в хорошем согласии с данными экспериментов. В частности, согласно [19], учет плазмы приводил к объяснению функционирования гиротрона при параметрах, которые с точки зрения вакуумной теории не соответствуют области генерации. В тоже время влияние плазмы на работу коаксиальных гиротронов не исследовалось.

В случае коаксиального резонатора наиболее актуальными и интересными для рассмотрения являются закономерности влияния плазмы на частоту генерации, селекционные свойства коаксиального резонатора, а также на уровень омических потерь как на внешнем, так и на внутреннем проводниках коаксиала.

Учитывая сложность геометрии резонатора коаксиального гиротрона, (наличие гофрированного внутреннего проводника, продольные изменения, как внутреннего, так и внешнего радиусов коаксиала), прямое и строгое рассмотрение данных вопросов (даже в случае простейших моделей плазмы) вряд ли возможно. Поэтому ниже, будут широко использоваться модельные представления и соображения.

В первую очередь плазму будем считать холодной, однородной, стационарной, бесстолкновительной и достаточно редкой ($\omega_p^2 \ll \omega_H^2$, где ω_p — плазменная частота, ω_H — циклотронная частота электронов плазмы), что соответствует экспериментальным условиям. Условие редкой плазмы и то, что рабочая частота гиротрона находится вблизи частоты отсечки, позволяют считать связь ТЕ- и ТМ-поляризации слабой и ограничиться приближением квази-ТЕ-мод [16,17]. Наличие гофров на поверхности внутреннего проводника будем рассматривать в рамках импедансной модели (ИМ, Impedance Model — ИМ) [9], которая довольно хорошо описывает многие свойства резонатора коаксиального гиротрона (собственные частоты, добротности, дисперсионные свойства, распределение полей вдали от гофрированной поверхности). Исключение составляет лишь поведение поля вблизи гофрированной поверхности, где учет высших пространственных гармоник является существенным [20–22], что приводит к непригодности ИМ для

расчета омических потерь на гофрированном внутреннем проводнике. Так как оптическая плотность редкой фоновой плазмы на расстояниях порядка размеров гофров практически не проявляется, будем считать, что учет высших гармоник приводит к такому же эффекту для омических потерь, как и в вакуумном случае. Поэтому при рассмотрении омических потерь на внутреннем гофрированном проводнике будем вводить корректирующий множитель, который, как будем полагать, слабо зависит от плотности плазмы.

1. Влияние фоновой плазмы на дисперсионные свойства коаксиального резонатора гиротрона с гладким внутренним проводником

Для более глубокого понимания влияния плазмы на электромагнитные свойства коаксиального резонатора гиротрона вначале рассмотрим более простую геометрию — коаксиальный резонатор с гладким внутренним проводником. Поскольку резонатор гиротрона слабо нерегулярный, а гиротрон работает на частоте вблизи частоты отсечки, то поле в резонаторе гиротрона (особенно в его центральной части, где оно максимально) хорошо аппроксимируется полем бесконечно длинного коаксиального волновода, заполненного плазмой на частотах отсечки соответствующих мод. Также полагаем, что все возмущения зависят от азимутального угла и времени как $\exp[i(m\varphi - \omega t)]$. Используем цилиндрическую систему координат с осью z , направленной вдоль коаксиального резонатора. Отметим, что дисперсионные свойства коаксиального волновода заполненного однородной холодной магнитоактивной плазмой, рассматривались в [23,24].

В рамках вышеуказанных предположений, плазма, как диэлектрическая среда описывается тензором

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & i\varepsilon_2 & 0 \\ -i\varepsilon_2 & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $\varepsilon_1 = 1 - (\xi^2/1 - \tau^2)$, $\varepsilon_2 = -(\xi^2\tau/1 - \tau^2)$ и $\varepsilon_3 = 1 - \xi^2$, $\xi = \omega_p/\omega$, $\tau = \omega_H/\omega$, $\omega_p = \sqrt{n_e e^2/m_e \varepsilon_0}$ — ленгмюровская частота электронов плазмы, $\omega_H = eB_0/m_e$ — циклотронная частота электронов плазмы, e , n_e , m_e — заряд, плотность и масса электронов плазмы, а уравнения Максвелла для ТЕ-мод могут быть сведены к уравнению Гельмгольца с граничными условиями Неймана. Для коаксиального волновода с гладким внутренним проводником получаем следующую граничную задачу:

$$(\Delta_{\perp} + k_{\perp}^2)H_z = 0, \quad (2)$$

$$\left[\varepsilon_1 \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{m}{r} \varepsilon_2 H_z \right] \Big|_{r=R_0} = 0,$$

$$\left[\varepsilon_1 \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{m}{r} \varepsilon_2 H_z \right] \Big|_{r=R_i} = 0, \quad (3)$$

где $k_{\perp} = k \sqrt{\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2 / \varepsilon_1}$ и $k = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$. Решение уравнения (2) с граничными условиями (3) имеет следующий вид:

$$H_z(r) = A(J_m(k_{\perp}r) + \alpha Y_m(k_{\perp}r)) \equiv AZ_m(k_{\perp}r), \quad (4)$$

где $\alpha = -[J'_m(\chi/C) + (\varepsilon_2 m C / \varepsilon_1 \chi) J_m(\chi/C)] / [N'_m(\chi/C) + (\varepsilon_2 m C / \varepsilon_1 \chi) N_m(\chi/C)]$, $\chi = k_{\perp} R_0$ и $C = R_0 / R_i$. Из (2), (3) также следует дисперсионное уравнение для определения частот отсечки мод $TE_{m,n}$ типа

$$Z'_m(\chi) + (\varepsilon_2 m / \varepsilon_1 \chi) Z_m(\chi) = 0. \quad (5)$$

В пределе $n_e \rightarrow 0$ уравнение (5) переходит в дисперсионное уравнение вакуумного коаксиального волновода. Остальные компоненты полей выражаются через H_x , используя уравнения Максвелла, в частности

$$\mathbf{E}_{\perp} = -\frac{1}{\omega \varepsilon_0 (\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2)} [\varepsilon_2 \nabla_{\perp} H_z + i \varepsilon_1 (\nabla_{\perp} \times \mathbf{z}) H_z], \quad (6)$$

где \mathbf{z} — единичный вектор вдоль оси Z .

Рис. 1 показывает зависимость нормированной частоты отсечки рабочей моды коаксиального резонатора гиротрона от плотности плазмы.

Параметры для расчетов приведены в таблице.

Из рис. 1 видно, что при $\omega_p < \omega_H$ наличие фоновой плазмы в резонаторе гиротрона приводит к уменьшению частоты отсечки рабочей моды. Качественно такая же зависимость была получена и в случае цилиндрического волновода [15,16].

Как известно, степень отличия коаксиального волновода от цилиндрического зависит от соотношения радиуса каустики $R_c \approx (|m|/\chi)R_0$ и радиуса внутреннего проводника R_i . Таким образом, различные моды с различной степенью возмущаются присутствием внутреннего проводника, на чем и основана селекция мод в коаксиальном резонаторе. Отметим, что второе слагаемое в (5), которое обусловлено влиянием плазмы, также пропорционально R_c .

Поскольку селекционные свойства коаксиального резонатора определяются функцией $\chi(C)$, ниже исследуем влияние плазмы на эти зависимости для конкурирующих мод. Согласно [25], наиболее опасными конкурентами рабочей моды являются соседние азимутальные моды $\{TE_{35,19}, TE_{33,19}\}$ и триплет $\{TE_{-33,20}, TE_{-32,20}, TE_{-31,20}\}$. Основной особенностью коаксиального волновода является наличие участка, где $\chi'(C) > 0$. Отметим, что знак и величина $\chi'(C)$ существенно влияют на добротность мод, что также может быть использовано для селекции мод с близкими

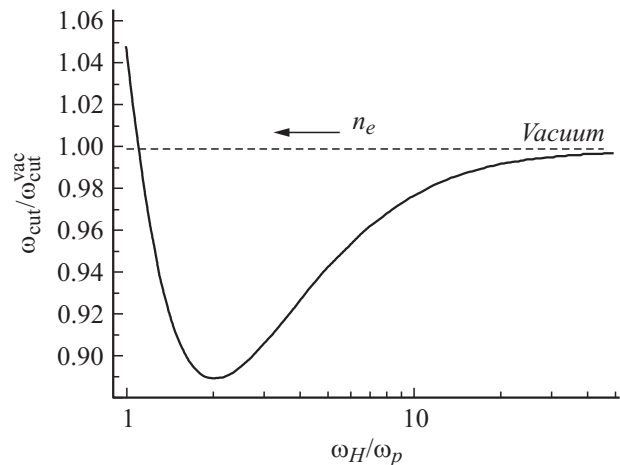


Рис. 1. Зависимость частоты отсечки рабочей моды от плотности плазмы.

Параметры коаксиального резонатора гиротрона

Параметры	Величина
Частота, GHz	$f = 170$
Магнитное поле, T	$B = 6.72$
Рабочая мода	$TE_{34,19}$
Внутренний радиус (сердинное поперечное сечение), cm	$R_i = 0.8$
Внешний радиус (сердинное поперечное сечение), cm	$R_0 = 2.955$

частотами и коэффициентами связи с пучком. Рис. 2 иллюстрирует влияние плазмы на зависимости $\chi_{m,n}(C)$ для рабочей и конкурирующих мод.

Из него видно, что плазма по-разному влияет на моды с отрицательными и положительными азимутальными индексами. Отметим, что для выбранной здесь зависимости возмущений от азимутального угла и времени

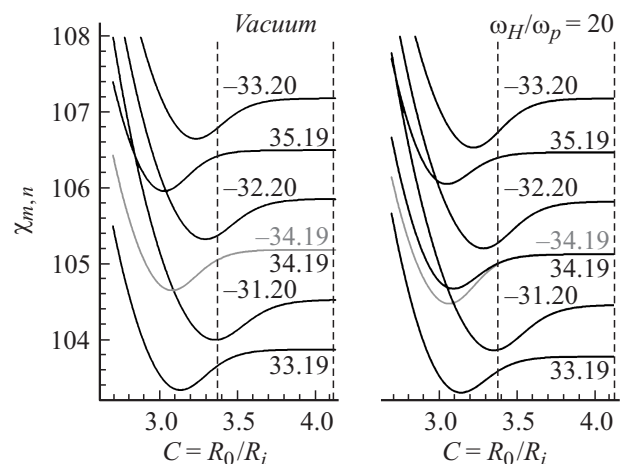


Рис. 2. Влияние плазмы на собственные значения наиболее опасных конкурирующих мод. Вертикальные штриховые линии приблизительно соответствуют границам коаксиального резонатора в [10-12].

азимутальная фаза мод с $m > 0$ вращается в направлении вращения электронов. Для мод с отрицательными азимутальными индексами плазма приводит к большей немонотонности $\chi(C)$ и увеличению $\chi'(C)$. В то же время для мод с $m > 0$ немонотонность выражена меньше. Таким образом, при наличии плазмы зависимость $\chi(C)$ для мод $TE_{34.19}$ и $TE_{-34.19}$ различна (в вакуумном резонаторе они совпадают, так же как и совпадают добротности).

Так как увеличение немонотонности кривой $\chi(C)$ приводит к увеличению добротности, из полученных результатов следует, что плазма приводит к уменьшению добротностей мод с $m > 0$ и увеличению добротностей мод с $m < 0$. В частности, в рассматриваемом случае плазма может приводить к увеличению конкуренции со стороны моды $TE_{-32.20}$ и уменьшению конкуренции со стороны соседних азимутальных мод $TE_{35.19}$, $TE_{33.19}$.

2. Влияние плазмы на спектральные характеристики коаксиального резонатора гиротрона с гофрированным внутренним проводником

2.1. Модель коаксиального резонатора гиротрона с гофрированным внутренним проводником, заполненного редкой плазмой

На сегодняшний день, одним из самых перспективных видов геометрии резонатора мощных гиротронов является секция слабо-неоднородного коаксиального волновода с гофрированным внутренним проводником. Мощные гиротроны с такими резонаторами разрабатываются для применения в управляемом термоядерном синтезе (УТС), в частности в международном проекте токамака-реактора ITER [6]. Стоит отметить, что гофрированный внутренний проводник может существенно влиять на дисперсионные свойства, как рабочей, так и конкурирующих мод.

Во избежание громоздких расчетов внутренний гофрированный проводник коаксиала часто моделируется импедансным стержнем с импедансом, зависящим от параметров гофрировки (см., например, [1,10]). ИМ гофрированного внутреннего проводника легко распространяется на случай, когда пространство резонатора заполнено редкой плазмой. Тогда при тех же приближениях, как и в предыдущем разделе, для TE -мод задача сводится к уравнению Гельмгольца (2) и такому же граничному условию на внешнем проводнике (первое из соотношений (3)). В то же время для внутреннего проводника следует получить условие импедансного типа. Предполагая (как и в вакуумном случае), что поле в канавках гофров описывается фундаментальной гармоникой Фурье (по азимутальному углу) и, усредняя E_φ/H_z по периоду, приходим к следующему условию

импедансного типа на внутреннем проводнике:

$$E_\varphi = ZH_z|_{r=R_i}, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} Z &= -(i\mu_0\omega/k_\perp)(l/s)(Z'_0(k_\perp R_i)/Z_0(k_\perp R_i)) \\ &= -(i\mu_0\omega/k_\perp)\Lambda, \end{aligned}$$

$$Z_0(k_\perp r) = J_0(k_\perp r) + \alpha_2 N_0(k_\perp r),$$

$$\alpha_2 = -J'_0(k_\perp(R_i - d))/N'_0(k_\perp(R_i - d)),$$

l — длина канавки, $s = (2\pi R_i/N)$ — период гофрировки, d — глубина канавок, N — количество гофров на внутреннем проводнике.

В пределе $n_e \rightarrow 0$ при условии $k_\perp R_i \gg 1$ \bar{Z} стремится к своему вакуумному значению [10]. Далее решая (2) с граничным условием (3) на внешнем проводнике и граничным условием (7) на внутреннем проводнике, приходим к дисперсионному соотношению

$$\begin{aligned} &\left\{ \left(\varepsilon_2 \frac{m}{R_i} - \varepsilon_1 k_\perp \Lambda \right) J_m \left(\frac{\chi}{C} \right) + \varepsilon_1 k_\perp J'_m \left(\frac{\chi}{C} \right) \right\} \\ &\times \left\{ \left(\varepsilon_2 \frac{m}{R_0} N_m(\chi) + \varepsilon_1 k_\perp N'_m(\chi) \right) \right\} \\ &- \left\{ \left(\varepsilon_2 \frac{m}{R_i} - \varepsilon_1 k_\perp \Lambda \right) N_m \left(\frac{\chi}{C} \right) + \varepsilon_1 k_\perp N'_m \left(\frac{\chi}{C} \right) \right\} \\ &\times \left\{ \left(\varepsilon_2 \frac{m}{R_0} J_m(\chi) + \varepsilon_1 k_\perp J'_m(\chi) \right) \right\} = 0. \quad (8) \end{aligned}$$

В пределе бесконечно малой глубины гофра (т.е. $\Lambda = 0$) выражение (8) переходит в выражение (5).

2.2. Результаты численных расчетов

Рис. 3 иллюстрирует влияние плазмы на дисперсионные кривые конкурирующих мод для коаксиального резонатора с гофрированным внутренним проводником, для типичных параметров 170 GHz, 2-MW гиротрона, который разрабатывается в Технологическом институте в Карлсруэ (Karlsruhe Institute of Technology, KIT), Германия: $l = 0.35$ mm, глубина $d = 0.44$ mm и количество гофров $N = 75$.

Прежде всего отметим, что независимо от плотности плазмы гофрировка приводит к сглаживанию и монотонности зависимостей поперечных волновых чисел от соотношения радиусов. Причем вследствие того, что радиус внутреннего проводника подбирается таким образом, что для рабочей моды $R_i < R_c$ (а для наиболее опасных конкурирующих мод $R_i \geq R_c$), влияние внутреннего проводника на рабочую моду меньше, чем на конкурирующие моды триплета $\{TE_{-33.20}, TE_{-32.20}, TE_{-31.20}\}$. Поэтому кривая для рабочей моды более пологая, чем для конкурирующих мод, что приводит к более существенному понижению добротностей этих мод. Таким

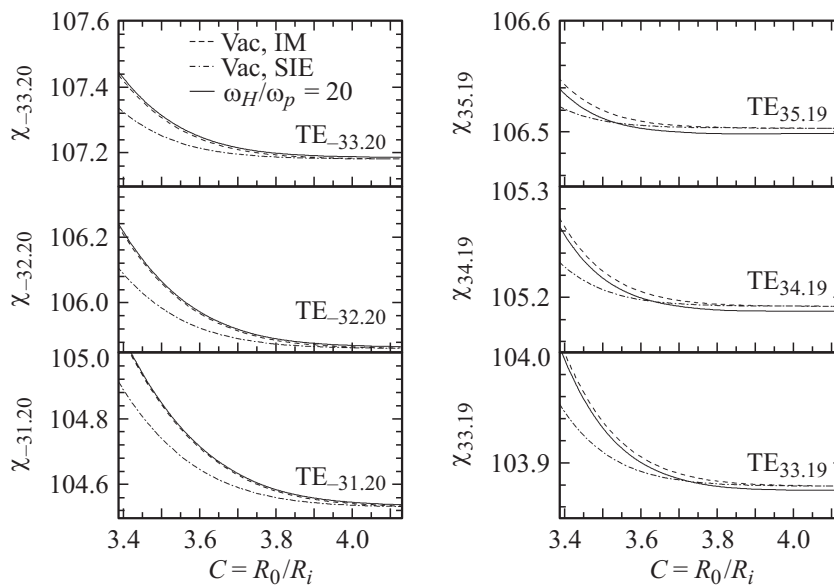


Рис. 3. Влияние плазмы на зависимости поперечных волновых чисел от соотношения радиусов коаксиального резонатора 170 GHz, 2-MW гиротрона [11].

образом возбуждение мод $TE_{-32,20}$ и $TE_{-31,20}$ с наиболее близкими резонансными частотами является подавленным, а азимутальные сателлиты $TE_{36,19}$ и $TE_{33,19}$ отстоят дальше по резонансным частотам. Этим и достигается разрежение спектра за счет использования гофрированного внутреннего проводника. Следует отметить, что влияние фоновой плазмы в этом случае не такое существенное как для гладкого внутреннего проводника. Она приводит к сдвигу дисперсионных кривых, не меняя их качественно. Этот эффект больше для мод с меньшим R_c . Причем для мод с положительными m поперечные волновые числа уменьшаются, а следовательно, уменьшаются и резонансные частоты. Для мод с отрицательными m , наоборот. На рис. 3 также приведены дисперсионные кривые, рассчитанные строго (с учетом высших пространственных гармоник) на основе метода сингулярного интегрального уравнения (СИУ, Singular Integral Equation — SIE) [26] для вакуумного случая. В отличие от фоновой плазмы влияние высших пространственных гармоник более существенно для мод с большим R_c и существенно зависит от C . Так как обе поправки малы, можно определить результирующие поперечные волновые числа с учетом, как плазмы, так и высших пространственных гармоник, складывая их аддитивно

$$\chi = \chi_{vi} + \Delta\chi_{pi} + \Delta\chi_{vs} = \chi_{pi} + \Delta\chi_{vs}, \quad (9)$$

где χ_{vi} — поперечное волновое число в отсутствие фоновой плазмы в ИМ-приближении, $\Delta\chi_{pi}$ — добавка к нему, обусловленная фоновой плазмой, вычисленная также в ИМ-приближении, $\Delta\chi_{vs}$ — добавка за счет учета высших пространственных гармоник (в отсутствие фоновой плазмы), и χ_{pi} — поперечное волновое число

в ИМ-приближении в присутствии фоновой плазмы (из дисперсионного уравнения (8)).

3. Влияние фоновой плазмы на омические потери в стенках коаксиального резонатора

Одним из наиболее важных эффектов, которые должны учитываться при проектировании коаксиального резонатора гиротрона с выходной мощностью несколько мегаватт в непрерывном режиме, являются омические потери в стенках резонатора. При современных возможностях охлаждающих систем средняя плотность омических потерь на внешней стенке коаксиального резонатора не должна превосходить $2-3 \text{ kW/cm}^2$, а на внутреннем проводнике — 0.1 kW/cm^2 [27]. В связи с этим актуально оценить влияние плазмы на омические потери как на внешней, так и на внутренней стенках коаксиального резонатора. Локальная плотность омических потерь на стенках резонатора гиротрона вычисляется согласно следующему выражению:

$$\rho = \frac{1}{2} R_s |H_r|^2, \quad (10)$$

где $R_s = (\omega\mu_0/2\sigma)$ — волновое сопротивление материала стенок, σ — проводимость материала стенок, H_r берется на поверхности стенок резонатора. Влияние плазмы на омические потери в стенках резонатора связано с двумя факторами. Первый из них обусловлен модификацией поперечного распределения полей в коаксиальном резонаторе за счет присутствия фоновой плазмы, в результате которой изменяется и поле на поверхности стенок. Второй обусловлен изменением

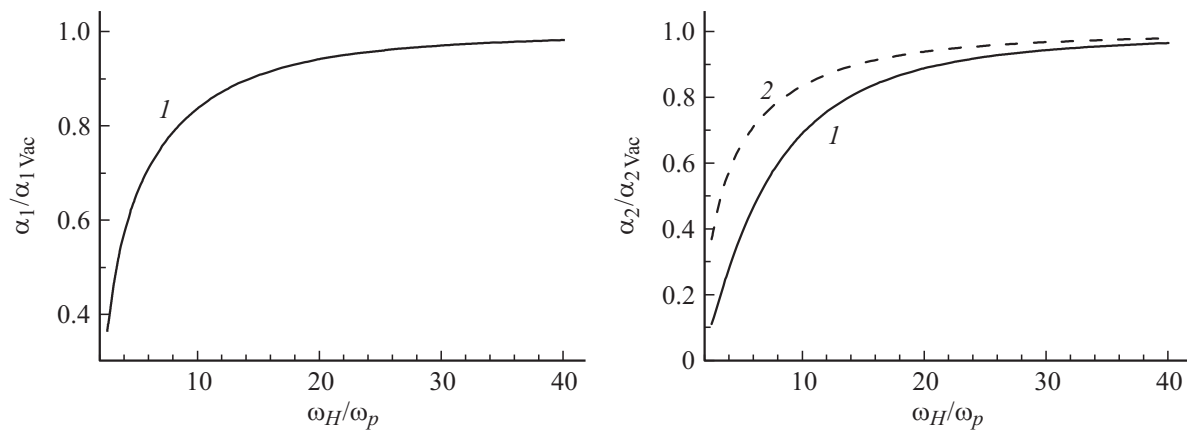


Рис. 4. Зависимость коэффициентов α_1 и α_2 от плотности плазмы для гладкого (1) и гофрированного (2) проводников резонатора гиротрона.

энергии, заключенной в резонаторе. В соответствии с [28] плотность энергии в анизотропной диспергирующей среде определяется выражением

$$W = (1/4)\epsilon_0 \sum_{i,k=1}^3 \operatorname{Re} [(\partial(\omega\epsilon_{ik})/\partial\omega)E_i E_k^*] + (1/4)\mu_0 \mathbf{H}^2 \quad (11)$$

и представляет собой сумму энергий электромагнитного поля и кинетической энергии частиц плазмы.

Уровень омических потерь в резонаторе гиротрона максимален в середине резонатора, где поле рабочей моды имеет максимум. Оценим влияние плазмы на максимальную величину плотности омических потерь в резонаторе коаксиального гиротрона. Для этого введем коэффициенты, которые пропорциональны отношению погонной величины омических потерь (омические потери, приходящихся на единицу длины резонатора) к погонной энергии СВЧ-колебаний в резонаторе: $\alpha_1 = (1/\omega W_s) \oint_{C_0} \rho dl$ и $\alpha_2 = (1/\omega W_s) \oint_{C_i} \rho dl$, где $W_s = \int_S W ds$, C_0 и C_i — контуры внешнего и внутреннего проводников в срединном поперечном сечении коаксиального резонатора, S — площадь срединного поперечного сечения. В пределе $n_e \rightarrow 0$ и $R_i \rightarrow 0$ $1/\alpha_1$ переходит в известное приближенное выражение для омической добротности цилиндрического резонатора гиротрона [29]. Отметим, что в рассматриваемом случае интегрирование для нахождения W_s можно выполнить аналитически [30].

Рис. 4 иллюстрирует отношение α_1 и α_2 к их вакуумным значениям.

При вычислении α_2 учитывалось, что ИМ дает завышенное значение для омических потерь в гофрированном внутреннем проводнике коаксиального резонатора по сравнению с точными расчетами вследствие пренебрежения вклада в H_r высших пространственных гармоник [20–22,31]. Для срединного сечения коаксиального резонатора 170 GHz, 2-MW гиротрона [6,11],

коэффициент превышения составляет около 2.01 [31]. Предполагая, что оптическая плотность фоновой плазмы на рабочей частоте мала и почти не сказывается на размерах порядка размера гофров внутреннего проводника коаксиального резонатора (период ~ 0.7 mm), можно считать, что этот коэффициент не зависит от плотности плазмы.

В результате отношение α_2 к своему вакуумному значению в рамках ИМ будет таким же, как и при строгом рассмотрении (хотя абсолютная величина существенно отличается).

Заключение

На основе модельных представлений анализируется возможное влияние плазмы на электромагнитные свойства одной из самых перспективных конфигураций резонатора мощных гиротронов — коаксиального резонатора с гофрированным внутренним проводником. На примере коаксиального резонатора 2.2 MW, 170 GHz коаксиального гиротрона показано, что, как и в случае традиционных резонаторов гиротронов [19], фоновая плазма приводит к сдвигу вниз резонансных частот как рабочей, так и соседних конкурирующих мод. Сдвиг рабочей частоты резонатора за счет плазмы можно оценить из рис. 1, полагая, что рабочая частота с большой степенью точности равна частоте отсечки в срединном сечении резонатора, а плазма несущественно влияет на это небольшое различие. Для наиболее вероятной плотности плазмы ($\omega_p/\omega_H \sim 0.025$ [17]) он составляет ~ 300 MGz, и является примерно таким же, как и в цилиндрическом резонаторе [17].

Модификация распределения напряженности полей, обусловленная присутствием фоновой плазмы, происходит таким образом, что H_r уменьшается на внешнем и внутреннем проводниках в случае гладкого внутреннего проводника (см. также [30]). В случае гофрированного внутреннего проводника H_r на нем увеличивается. Одна-

ко плазма приводит также к увеличению плотности энергии в коаксиальном резонаторе за счет механической энергии движущихся частиц. Так как рост плотности энергии в коаксиальном резонаторе опережает рост H_T на поверхности внутреннего проводника, погонная плотность омических потерь (пропорциональная $|H_T|^2$), приходящаяся на единицу погонной энергии, уменьшается.

В заключение, следует более строго определить пределы применимости проведенного рассмотрения. Предположение о квази-ТЕ-поляризации рассматриваемых мод может нарушаться даже при соблюдении всех вышеприведенных условий, в случае если частота отсечки соседней снизу ТМ-моды (которая увеличивается с ростом плотности фоновой плазмы) становится близкой к частоте отсечки рассматриваемой ТЕ-моды, которая уменьшается с ростом плотности плазмы. Для параметров серединного сечения коаксиального резонатора с рабочей модой $TE_{34,19}$, согласно нашим оценкам, частота отсечки соседней $TM_{34,18}$ -моды уже при $\omega_p/\omega_H \sim 0.1$ приближенно совпадает с частотой отсечки рабочей $TE_{34,19}$, что приводит к образованию гибридных мод [32]. При этом правомерность изложенного подхода вряд ли будет гарантирована.

Полученные результаты представляют интерес для разработки сверхмощных коаксиальных гиротронов [14], а также для интерпретации текущих экспериментов с коаксиальными гиротронами [12,13], предназначенными для использования в установках УТС с магнитным удержанием.

Авторы признательны проф. К. Шунеманну (Технический университет, Гамбург, Германия) за интерес к работе и полезные обсуждения, а также фонду ДААД (Германия) за поддержку одного из авторов (Ю.К. Москвитина).

Список литературы

- [1] *Dumbrajs O., Nusinovich G.S.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. Vol. 32. N 3, P. 934–946.
- [2] *Sakamoto K., Kasugai A., Ikeda Y.* et al. // Nucl. Fus. 2003. Vol. 43. N 8. P. 729–737.
- [3] *Dammertz G., Alberti S., Arnold A.* et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2005. Vol. 52. N 5. P. 808–817.
- [4] *Gormezano C., Sips A.C.C., Luce T.C.* et al. // Nucl. Fusion. 2007. Vol. 47. N 6. P. S285–S336.
- [5] *Jacquinot J., Albajar F., Beaumont B.* et al. // Fusion Eng. Des. 2009. Vol. 84. N 2, P. 125–130.
- [6] *Hogge J.-P., Albajar F., Alberti S.* et al. // The Joint 32nd International Conference on Infrared and Millimetre Waves and 15th International Conference on Terahertz Electronics. Cardiff, UK. 2007. P. 38–40.
- [7] *Vlasov S.N., Zagryadskaya L.I., Orlova I.M.* // Radio Eng. Electron. Phys. 1976. Vol. 21. P. 96–102.
- [8] *Nusinovich G.S., Read M.E., Dumbrajs O.* et al. // IEEE Trans Electron. Dev. 1994. Vol. 41. N 3. P. 433–438.
- [9] *Correa R.A., Barosso J.J.* // Int. J. Electron. 1993. Vol. 74. N 1. P. 131–136.
- [10] *Iatrou C.T., Kern S., Pavelyev A.B.* // IEEE Trans. Microw. Theor. Tech. 1996. Vol. 44. N 1. P. 56–64.
- [11] *Rzesnicki T., Piosczyk B., Kern S.* et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2010. Vol. 38. N 6. P. 1141–1149.
- [12] *Rzesnicki T., Piosczyk B., Gantenbein G.* et al // 37th Int. Conf. Infrared, Millimeter and Terahertz Waves. Wollongou, Australia, 2012.
- [13] *Kern S., Gantenbein G., Illy S.* et al. // ICOPS. Edinburgh, Great Britain. 2012. 4B-1.
- [14] *Beringer M.H., Kern S., Thumm M.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2013. Vol. 41. N 4, P. 853–861.
- [15] *Piosczyk B., Dammertz G., Dumbrajs O.* et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. Vol. 32, N 3. P. 853–860.
- [16] *Загинайлов Г.И., Щербинин В.И., Шунеманн К.* // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 7. С. 647–654.
- [17] *Zaginaylov G.I., Shcherbinin V.I., Schuenemann K., Thumm M.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2006. Vol. 34. N 3. P. 512–517.
- [18] *Загинайлов Г.И., Щербинин В.И., Шунеманн К.* // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 8. С. 701–710.
- [19] *Zaginaylov G.I., Shcherbinin V.I., Schuenemann K.* // Frequenz. 2008. Vol. 62. N 9–10. P. 236–239.
- [20] *Dumbrajs O., Zaginaylov G.I.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. Vol. 32. N 3. P. 861–866.
- [21] *Zaginaylov G.I., Kern S.* // 40th European Microwave Conference (EuMC). Paris, France, 2010. P. 240–243.
- [22] *Ioanidis Z.C., Avramides K.A., Latsas G.P.* et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2011. Vol. 39. N 5. P. 1213–1221.
- [23] *Askins H.W., Miller D.B.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1975. Vol. 3, N 3. P. 102–111.
- [24] *Загребельный И.А., Марков П.И., Подобинский В.О.* // ВАНТ. 2008. № 4. (6). С. 195–198.
- [25] *Piosczyk B., Dammertz G., Dumbrajs O.* et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. Vol. 32. N 2. P. 413–417.
- [26] *Гандель Ю.В., Загинайлов Г.И., Стещенко С.* // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 7. С. 81–89.
- [27] *Dumbrajs O., Zaginaylov G.I.* // 13th Joint Workshop on Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Resonance Heating. Nizhniy Novgorod, Russia, 2004. P. 286–291.
- [28] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Физматлит, 2003. 656 с.
- [29] *Власов С.Н., Орлова И.М., Петелин М.И.* // Гиротрон. Горький: ИПФ АН СССР 1981. С. 62–75.
- [30] *Москвитина Ю.К., Загинайлов Г.И., Ткаченко В.И.* // ВАНТ. 2012. № 6. (82). С. 31–33.
- [31] *Zaginaylov G.I., Tkachuk N.N., Shcherbinin V.I.* et al. // 35th European Microwave Conference. Paris, France 2005. P. 1107–1110.
- [32] *Shcherbinin V.I., Zaginaylov G.I.* // 11th Kharkiv Young Scientists Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics. Kharkiv 2011.