

01;04;09;10

## Замедление поперечных поверхностных волн в изотропном плазменном волноводе некруглого сечения

© В.А. Гирка, И.А. Гирка

Харьковский государственный университет,  
Харьков, Украина

(Поступило в Редакцию 19 января 1996 г.)

### Введение

Решение задач генерации сверхвысокочастотных (СВЧ) волн в плазменных волноводах требует знания спектров собственных частот соответствующей волноводной структуры. Это обусловлено тем, что возбуждение волн происходит наиболее эффективно [1,2] вблизи собственных частот. При пучковом методе возбуждения часто используют замедляющие элементы: гребенки, диски и т.п. Это дает возможность продлить время взаимодействия частиц пучка с соответствующей собственной волной структуры и, как результат, повысить КПД генераторов ВЧ колебаний [1–3].

Дополнительные возможности при конструировании эффективных приборов ВЧ электроники дает создание многокомпонентных волноводных структур [4–6]. Наличие различных плазменных и диэлектрических вставок в металлическом волноводе приводит к увеличению количества его собственных волн и соответственно физических эффектов, связанных с их распространением и взаимодействием. Это обстоятельство находит свое отражение при проектировании разнообразных радиотехнических устройств различного назначения в плазменной и полупроводниковой электронике [1,4,6].

В работе [7] показана возможность эффективного возбуждения СВЧ электромагнитных волн, распространяющихся по азимуту вблизи поверхности плазменного цилиндра, отделенного вакуумным зазором от коаксиального металлического волновода, кольцевым электронным пучком. Энергию этих азимутальных поверхностных волн (АПВ) достаточно просто вывести сквозь небольшое по угловым размерам диэлектрическое окно в металлическом кожухе волновода [8]. К числу преимуществ, которыми обладал бы генератор ВЧ мощности, использующий возбуждение АПВ, по сравнению с генераторами, работающими на продольных пучках, относятся прежде всего малые продольные размеры и высокий коэффициент полезного действия [7]. Этим обусловлена актуальность проблемы расчетов замедляющих резонансных многокомпонентных структур.

Исследовано замедление электромагнитных волн, распространяющихся по азимуту вблизи поверхности плазменного цилиндра, отделенного диэлектрическим зазором от металлического волновода некруглого сечения. Изучено распределение полей этих волн. Определена поправка к собственной частоте АПВ, обусловленная

малым отличием формы сечения волновода от круглой. Показано, что периодическое изменение кривизны поверхности металлической камеры вдоль направления распространения волны приводит к снятию вырождения частоты АПВ относительно знака волнового числа, если угловой период неоднородности равен половине периода волны.

### Постановка задачи

Исследуем распространение электромагнитной поперечной волны (ПВ) вблизи границы однородного плазменного цилиндра радиуса  $R_0$ , отделенного от металлической камеры диэлектриком с проницаемостью  $\varepsilon \geq 1$ . Рассматриваем случай свободной холодной плазмы, ее диэлектрическая проницаемость равна

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - \sum_{\alpha} \Omega_{\alpha}^2 \omega^{-2}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки полупроводника, в случае газовой плазмы  $\varepsilon_0 = 1$ ;  $\omega$  — частота волны;  $\Omega_{\alpha}$  — ленгмюровская частота, индекс  $\alpha$  указывает тип частиц: ионы, электроны, дырки.

Волновод считаем однородным вдоль оси цилиндра  $\partial/\partial z \equiv 0$ . Форму сечения волновода выбираем заданной следующей зависимостью радиуса  $R_2$  металлической камеры от азимутального угла:

$$R_2 = R_1 \left[ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} h_n \sin(n\varphi) \right]. \quad (2)$$

Для магнитного поля  $H_z$  ПВ в плазме ( $r \leq R_0$ ) из уравнений Максвелла получаем следующее уравнение:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial H_z}{\partial r} - \left( \varkappa_p^2 - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right) H_z = 0, \quad (3)$$

где  $\varkappa_p = k\sqrt{|\varepsilon|}$ ,  $kc = \omega$ .

Компоненты электрического поля ПВ выражаются через  $H_z$  следующим образом:

$$E_r = \frac{i}{\varepsilon k r} \frac{d}{d\varphi} H_z, \quad (4)$$

$$E_{\varphi} = \frac{-i}{\varepsilon k} \frac{d}{dr} H_z, \quad (5)$$

в области диэлектрического заряда ( $R_0 < r < R_2$ ) зависимость  $H_z$ , а также  $E_r$  и  $E_\varphi$  от пространственных координат определяется уравнением (3) и выражениями (4), (5) при замене в них

$$\varepsilon \rightarrow \varepsilon_g. \quad (6)$$

Исходя из симметрии задачи решение уравнения (3) ищем в виде

$$H_z = \sum_m H_z^{(m)}(r) \exp(im\varphi - i\omega t), \quad (7)$$

где  $m$  — азимутальное волновое число,  $\varphi$  — азимутальный угол.

Для получения дисперсионного уравнения воспользуемся следующими граничными условиями: ограниченностью полей ПВ в рассматриваемом объеме; непрерывностью полей  $E_\varphi$  и  $H_z$  на границе плазма-диэлектрик

$$E_\varphi(R_1+0) = E_\varphi(R_1-0), \quad H_z(R_1+0) = H_z(R_1-0); \quad (8)$$

равенством нулю тангенциального электрического поля на поверхности металла

$$(E_\tau(R_2) \propto R_2(\varphi)E_\varphi(R_2) + E_r(R_2)) \frac{dR_2}{d\varphi} \\ E_\tau(R_2) \equiv 0. \quad (9)$$

Задание формы сечения волновода зависимостью (2) позволяет моделировать любую форму поперечного сечения волновода, например прямоугольную [9] или ту, которая характерна для поверхности анодного блока магнетрона. Однако для упрощения изложения материала ограничимся сначала рассмотрением частного случая

$$R_2 = R_1 [1 + h_N \sin(N\varphi)], \quad (10)$$

после чего обобщим полученные результаты на случай произвольного (2) сечения волновода. Выбор зависимости  $R_2(\varphi)$  в таком упрощенном виде (10) имеет также самостоятельное значение. При  $N = 1$  эта зависимость описывает расцентровку (нарушение коаксиальности) плазменного столба и металлической камеры. Случай  $N = 2$  описывает эллиптичность камеры,  $N \geq 3$  соответствует замедляющей структуре с угловым периодом  $2\pi/N$ . Величины параметров  $h_n$ , определяющих максимальное отклонение радиуса  $R_2$  металлической камеры от ее среднего значения  $R_1$ , считаем малыми ( $h_n < R_2 R_0^{-1} - 1 < 1$ ). Задачу решаем методом последовательных приближений, воспользовавшись в качестве нулевого приближения теорией АПВ [10].

### АПВ в волноводе круглого сечения (нулевое приближение)

За электромагнитными ПВ, распространяющимися по азимуту в круглых изотропных цилиндрических плазменных волноводах, закрепилось название азимутальных

поверхностных волн (АПВ). Это волны  $E$ -типа с компонентами  $E_r$ ,  $E_\varphi$ ,  $H_z$ , их свойства детально изучены в [10]. Приведем здесь лишь основные, необходимые для дальнейшего исследования сведения. Дисперсионные свойства АПВ и топология их полей существенно отличаются от свойств ПВ, распространяющихся в планарных плазменных волноводах. Так, АПВ являются электромагнитными волнами в отличие от потенциальных ПВ, распространяющихся вдоль прямой границы плазмы [11].

В случае свободной холодной плазмы АПВ существуют в следующем частотном диапазоне:

$$\varepsilon_0 \omega^2 < \Omega_e^2 + \Omega_i^2. \quad (11)$$

Удовлетворяющее граничному условию на оси волновода решение уравнения (3) для аксиального компонента магнитного поля АПВ  $H_z$  в области плазмы (при  $r \leq R_0$ ) выражается через модифицированные функции Бесселя  $I_m(\zeta)$  [12]

$$H_z^{(m)}(r) = C_1^{(m)} I_m(r\kappa_p), \quad (12)$$

где  $C_1^{(m)}$  — нормировочный множитель.

Удовлетворяющее граничным условиям (8) на границе плазма-диэлектрик решение уравнения (3) для  $H_z$  в области диэлектрика (при  $R_0 \leq r \leq R_2$ ) выражается через функции Бесселя первого рода  $J_m(\zeta)$  и функции Неймана  $N_m(\zeta)$  [12]

$$H_z^{(m)} = 0.5\pi \kappa_g R_0 C_1 L_m(\kappa_g r), \quad (13)$$

где

$$L_m(\kappa_g r) = G_1 J_m(\kappa_g r) - G_2 N_m(\kappa_g r), \quad (14)$$

$$G_1 = \sqrt{\varepsilon_g/|\varepsilon|} |I'_m(\kappa_p R_0) N_m(\kappa_g R_0) + I_m(\kappa_p R_0) N'_m(\kappa_g R_0)|, \quad (15)$$

$$G_2 = \sqrt{\varepsilon_g/|\varepsilon|} |I'_m(\kappa_p R_0) J_m(\kappa_g R_0) + I_m(\kappa_p R_0) J'_m(\kappa_g R_0)|, \quad (16)$$

штрих означает производную по аргументу,  $\kappa_g = k\sqrt{\varepsilon_g}$ .

В нулевом приближении ( $h_N = 0$ ) граничное условие (9) для тангенциального компонента электрического поля ПВ на границе диэлектрик-металл принимает вид  $E_\varphi(R_1) = 0$ . Отсюда получаем дисперсионное уравнение АПВ [10]

$$\frac{J'_m(\kappa_g R_0) N'_m(\kappa_g R_1) - J'_m(\kappa_g R_1) N'_m(\kappa_g R_0)}{J_m(\kappa_g R_0) N'_m(\kappa_g R_1) - J'_m(\kappa_g R_1) N_m(\kappa_g R_0)} \\ = - \left( \frac{\varepsilon_g}{|\varepsilon|} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{I'_m(\kappa_p R_0)}{I_m(\kappa_p R_0)}. \quad (17)$$

Его решение в приближении узкого диэлектрического слоя подробно изучено в [10], поэтому мы не анализируем его здесь. Отметим только, что дисперсия АПВ прямая (ее частота растет с ростом азимутального волнового числа) и в отличие от случая волновода с магнитоактивным плазменным заполнением [13] эти

волны взаимны (частоты АПВ, распространяющихся в противоположных направлениях, одинаковы).

АПВ с различными азимутальными номерами  $m$  распространяются независимо, поэтому считаем, что в нулевом приближении существует только одна гармоника с азимутальным номером  $M$ .

## Первое приближение

В первом приближении по малому параметру  $h_N$  магнитное поле ПВ в области  $R_0 < r < R_2$  находим в виде суммы основной (пропорциональной  $\exp(iM\varphi)$ ) и спутных (пропорциональных  $\exp(i(M \pm N)\varphi)$ ) гармоник

$$\begin{aligned} H_z = & 0.5\pi \chi_g R_0 C_1 \left\{ L_M(\chi_g r) \exp(iM\varphi) \right. \\ & + H_+ h_N L_{M+N}(\chi_g r) \exp[i(M+N)\varphi] \\ & \left. + H_- h_N L_{M-N}(\chi_g r) \exp[i(M-N)\varphi] \right\} \exp(-i\omega t). \end{aligned} \quad (18)$$

Подставив  $H_z$  в виде (18) в выражения (4), (5) для электрических полей АПВ (с учетом замены (6)), получаем, что для того чтобы  $H_z$  в виде (18) удовлетворяло граничному условию (9) на некруглой металлической поверхности (10) волновода с точностью до слагаемых первого порядка малости, коэффициенты  $H_+$ , входящие в (18), должны иметь следующие значения:

$$H_{\pm} = \pm \frac{iL_m(\chi_g R_1)(m^2 \pm mN - \chi_g^2 R_1^2)}{2\chi_g R_1 L'_{m \pm N}(\chi_g R_1)}. \quad (19)$$

Учет малых слагаемых первого порядка не меняет собственной частоты ПВ, определенной как решение дисперсионного уравнения (17).

## Второе приближение

Во втором приближении по малому параметру  $h_N$  выражение для  $H_z$  содержит наряду со слагаемыми, учтенными в (18), также малые спутные гармоники  $\propto h_N^2 \exp(i(M \pm 2N)\varphi)$ . Мы не приводим здесь выражения для амплитуд этих гармоник, поскольку они громоздки, к тому же эти гармоники не дают вклада в первую поправку к частоте.

Выделив в граничном условии (9) слагаемые, пропорциональные  $\exp(iM\varphi)$ , но не выше второго порядка малости, получаем дисперсионное уравнение ПВ в виде

$$D^{(0)} + D^{(2)} = 0, \quad (20)$$

где  $D^{(2)} \sim h_N^2 D^{(0)}$ , дисперсионное уравнение  $D^{(0)} = 0$  в нулевом приближении совпадает с (17).

Из решения дисперсионного уравнения (20) определяем частоту ПВ  $\omega$  в виде суммы  $\omega = \omega_0 + \Delta\omega_N$ , где  $\omega_0$  — собственная частота ПВ в отсутствие гофрировки ( $D^{(0)}(\omega_0) = 0$ ).

$$\Delta\omega_N = -D^{(2)} \left[ \frac{\partial D^{(0)}}{\partial \omega} \right]^{-1} \Big|_{\omega=\omega_0} \quad (21)$$

— поправка второго порядка малости к частоте ПВ, обусловленная отличием формы сечения (10) от круглой.

Выражение для  $\Delta\omega_N$  имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \Delta\omega_N = & \frac{h_N^2(m^2 + R_1^2 \chi_g^2)}{4\chi_g R_1} \frac{L_m(\chi_g R_1)}{\frac{dL_m(\chi_g R_1)}{d\omega_0}} \\ & \times \left[ 1 + \frac{L_{m+N}(\chi_g R_1)}{L'_{m+N}(\chi_g R_1)} \frac{(m^2 + mN - \chi_g^2 R_1^2)^2}{m^2 + \chi_g^2 R_1^2} \right. \\ & \left. + \frac{L_{m-N}(\chi_g R_1)}{L'_{m-N}(\chi_g R_1)} \frac{(m^2 - mN - \chi_g^2 R_1^2)^2}{m^2 + \chi_g^2 R_1^2} \right]. \end{aligned} \quad (22)$$

Выражение (22) для поправки к частоте ПВ  $\Delta\omega_N$  не зависит от знака азимутального волнового числа  $m$ , это вообще типично для колебаний в изотропных плазменных волноводах [14]. Используя рекуррентные соотношения и асимптотические выражения для Бесселевых функций [12], находим приближенные выражения для поправок  $\Delta\omega_N$  в случаях широких ( $\chi_g, pR_1 \gg |m|$ ) и узких ( $\chi_g, pR_1 \ll 1$ ) волноводов.

В диапазоне коротких длин волн ( $kR_0 \ll 1$ ) поправка  $\Delta\omega_N < 0$ . Приведем для нее асимптотическое выражение

$$\frac{\Delta\omega_N}{\omega_0} \approx \frac{-h_N^2 \Lambda \varepsilon_g |\varepsilon|}{16\pi m!} \frac{m^2(m+N)(m+N)!}{\Lambda m^2 |\varepsilon| + 2\varepsilon_g(1+|\varepsilon|)} \left( \frac{2}{\chi_g R_1} \right)^{2+N}, \quad (23)$$

где  $\Lambda = 1 - R_0/R_1$ .

Этот параметр, характеризующий толщину диэлектрического зазора, считался малым. Анализ выражения (22) свидетельствует о том, что для достаточно широких волноводов может существовать эффект изменения знака поправки  $\Delta\omega_N$ , т.е. когда  $R_1 \rightarrow \infty$ ,  $\Delta\omega_N$  становится положительной величиной. Это происходит при выполнении неравенства

$$\Lambda \frac{R_0 \Omega_e}{c} > 1 > \Lambda \frac{kR_0 \varepsilon_g}{|\varepsilon_p|^{1/2}}. \quad (24)$$

Однако следует иметь в виду, что для исследуемых ПВ частота уменьшается до нуля, когда  $R_1$  стремится к бесконечности, а применимость аналитического выражения (22) для поправки к частоте ПВ определяется выполнением неравенства  $|\Delta\omega_N| \ll \omega_0$ . Поэтому в рамках метода последовательных приближений, которым мы пользуемся, полученные результаты, прежде всего выражение (21) для поправки к частоте ПВ  $\Delta\omega_N$ , имеют ограниченный диапазон применимости в случае  $\Lambda R_0 \gg c/\Omega_e$ . Если условия (24) не выполняются ( $1 < \Lambda kR_0 \varepsilon_g |\varepsilon_p|^{-1/2}$ ), т.е. для больших значений ( $\chi_g R_0$ ), для  $\Delta\omega_N$  можно записать

$$\frac{\Delta\omega_N}{\omega_0} \approx \frac{h_N^2 \varepsilon_g}{-4} (1 + \Lambda) \chi_g^2 R_1^2 \cdot (kR_1 \gg 1). \quad (25)$$

Сравнивая (23) и (25), следует отметить два существенных отличия коротковолновых возмущений от

длинноволновых. В случае  $(\kappa_g R_0) \ll 1$  величина  $|\Delta\omega_N|/\omega_0$  уменьшается при увеличении  $\varepsilon_g$  и уменьшении количества гофров в волноводе, т.е. параметра  $N$ . Темп замедления длинноволновых ПВ не зависит от параметров  $m$  и  $N$ , а величина  $|\Delta\omega_N|/\omega_0 \propto \varepsilon_g^2$ . Поправка к частоте  $|\Delta\omega_N|$  при  $kR_1 \gg 1$  уменьшается с увеличением  $\varepsilon_g$ .

Из проведенного рассмотрения видно, что величина поправки  $\Delta\omega_N$  не зависит от наличия в уравнении металлической поверхности (2) малых слагаемых  $\propto \sin(n\varphi)$  ( $n \neq N$ ). Поэтому в случае произвольного (2) сечения волновода собственную частоту можно найти в виде

$$\omega = \omega_0 + \sum_{n \neq 2m} \Delta\omega_n, \quad (26)$$

где поправки  $\Delta\omega_n$  определены формулой (22).

### Численный анализ

Результаты численного исследования зависимости величины поправки  $(\Delta\omega_n/\Omega_e)$  к частоте ПВ, обусловленной отличием формы волновода от цилиндрической, как функции эффективного волнового числа  $k_{ef} \equiv (mc)/(R_0\Omega_e)$  приведены на рис. 1 и 2 соответственно для случаев  $N = 1$  и 4. Цифрами на рисунках обозначены номера мод  $m$ . Для наглядности рисунков малый параметр задачи при этом выбран равным единице  $h_n = 1$  (как отмечалось, на самом деле  $h_n$  должны быть малыми). Используются следующие значения параметров волновода:  $\Lambda = 0.3$ ,  $\varepsilon_g = 1$ . Численные расчеты указывают на то, что наибольшее влияние на величину поправки  $\Delta\omega_n(k_{ef})$  оказывает толщина диэлектрического зазора — параметр  $\Lambda$ . Так, увеличение  $\varepsilon_g$  от 1 до 5 (при неизменных других параметрах) приблизительно вдвое уменьшает как  $\omega_0$ , так и  $\Delta\omega_n$ , в сторону больших значений эффективного волнового

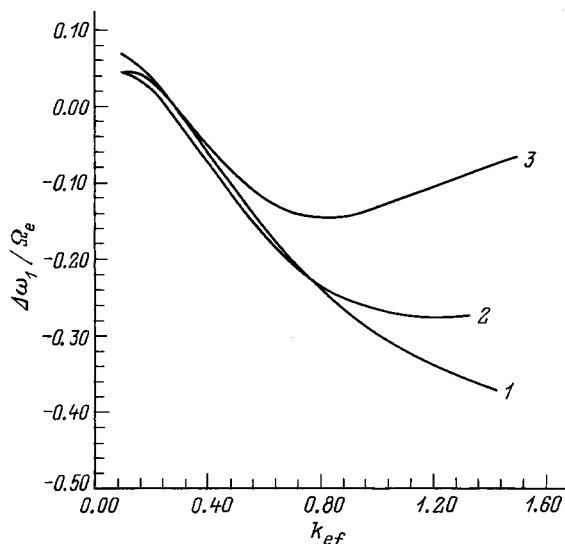


Рис. 1.

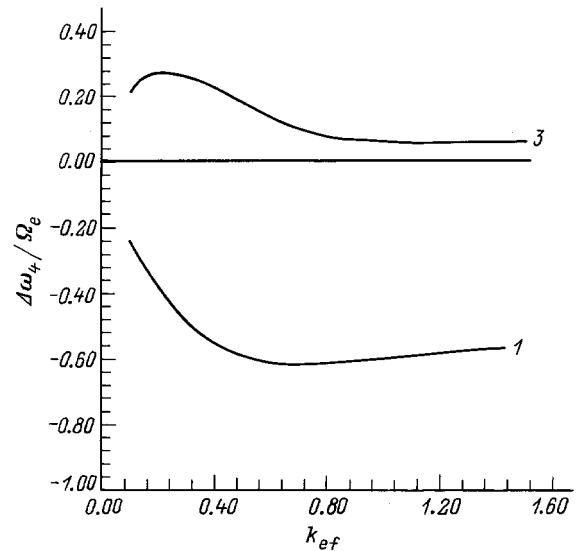


Рис. 2.

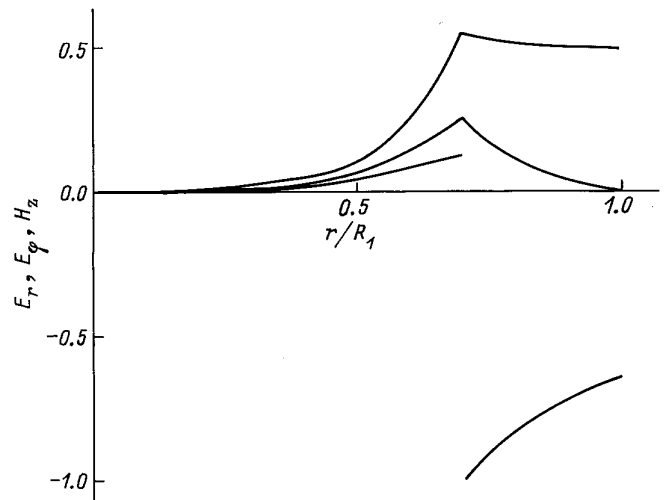


Рис. 3.

числа смещается точка  $\Delta\omega_n = 0$ . В целом увеличение  $\varepsilon_g$  уменьшает амплитуду ПВ, ее частоту, т.е. происходит ухудшение условий ее распространения. Уменьшение  $\Lambda$  от 0.3 до 0.1 (при неизменных прочих параметрах) несущественно уменьшает собственную частоту ПВ, но при этом поправка  $|\Delta\omega_n(k_{ef})|$  приблизительно в 7 раз возрастает для ПВ с  $m = 1$  и вдвое для  $m = 2$ . Это возрастание абсолютной величины поправки к частоте ПВ становится менее существенным при увеличении  $k_{ef}$  и азимутального волнового числа  $m$ . Следует отметить, что кривые  $\Delta\omega_n(k_{ef})$  с уменьшением  $\Lambda$  становятся более пологими, а абсолютная величина поправки возрастает при увеличении  $k_{ef}$ . Увеличение числа периодов гофрировки (параметра  $N$ ) приводит к более сильному замедлению ПВ.

Топология поля ПВ в объеме волновода при  $\Lambda = 0.3$ ,  $m = 3$ ,  $\varepsilon_g = 1$ ,  $\varphi = 0$  показана на рис. 3. При этом амплитуда ПВ определена в отн. ед., а радиальная

координата нормирована на среднее значение радиуса волновода  $R_1$ . Поскольку исследуемые ПВ электромагнитные, то магнитный компонент их поля больше или порядка электрического компонента, если частота ПВ лежит в середине диапазона существования АПВ. Увеличение  $\omega$  приводит, конечно, к увеличению  $|H_z|$ . При увеличении  $R_0$  величина  $|H_z|$  уменьшается вместе с частотой ПВ. Отметим, что в области диэлектрика ( $R_0 < r < R_2$ ) наибольшую величину имеет поле  $E_r$  (оно не стремится к нулю при  $r \rightarrow R_2$ ), а поле  $E_\varphi$ , создаваемое поверхностными зарядами, максимально именно на границе плазменного цилиндра с диэлектрическим слоем ( $r = R_0$ ).

### Расщепление спектров АПВ

Для изотропных волноводов спектры АПВ вырождены относительно знака  $m$ . По этой причине при выполнении соотношения  $N = 2|m|$  проведенное рассмотрение не применимо. Например, выражение (22) для поправки  $\Delta\omega_N$  к частоте теряет в этом случае смысл, поскольку оно содержит в знаменателе величины  $L'_{M\pm N}(\chi_g R_1)$ , которые обращаются в нуль в силу дисперсионного уравнения (17) в нулевом приближении. Воспользовавшись теорией возмущений для случая вырожденных спектров, получим выражение для резонансной поправки к частоте АПВ  $\Delta\omega_1^{(\pm)} \equiv \pm \Delta\omega_r$  в этом случае

$$\Delta\omega_r = \frac{h_{2|m} L_m(\chi_g R_1)}{2\chi_g R_1} (M^2 + \chi_g^2 R_1^2) \left( \frac{dL'_M(\chi_g R_1)}{d\omega_0} \right)^{-1}. \quad (27)$$

Это выражение упрощается в случае плазменного цилиндра больших размеров ( $\chi_p R_0 \gg 1$ )

$$\Delta\omega_r = -\frac{h_{2|m}}{4} \left( 1 + \frac{\Lambda R_0}{\delta} \varepsilon_g^{\frac{1}{2}} \right) m \left( \frac{\delta}{\Lambda R_0} \right)^{\frac{1}{2}} \varepsilon_g^{-\frac{1}{4}}. \quad (28)$$

Здесь  $\delta = c/\Omega_e$ . Как видим, периодическое изменение кривизны металлической поверхности вдоль направления распространения волны приводит к расщеплению частоты АПВ. Резонансная поправка к частоте пропорциональна первой степени малого параметра ( $\Delta\omega_r \propto h_{2|m}$ ). Вследствие резонансного взаимодействия с неоднозначностью поверхности гармоники АПВ  $\propto \exp(i|m|\varphi)$  и  $\propto \exp(-i|m|\varphi)$  существуют в виде двух стоячих волн с двумя разными частотами  $\omega = \omega_0 \pm \Delta\omega_r$ . В соответствии с этим распределение поля  $H_z$  в области  $R_0 < r < R_2$  с учетом слагаемых первого порядка малости приобретает вместо (18) вид

$$H_z = 0.5\pi\chi_g R_0 \exp(-i\omega t) \times \left\{ C_{11} L_m(\chi_g r) [\exp(im\varphi) \pm i \exp(-im\varphi)] + C_r^+ L_3(\chi_g r) [\exp(i3m\varphi) \mp i \exp(-i3m\varphi)] \right\}. \quad (29)$$

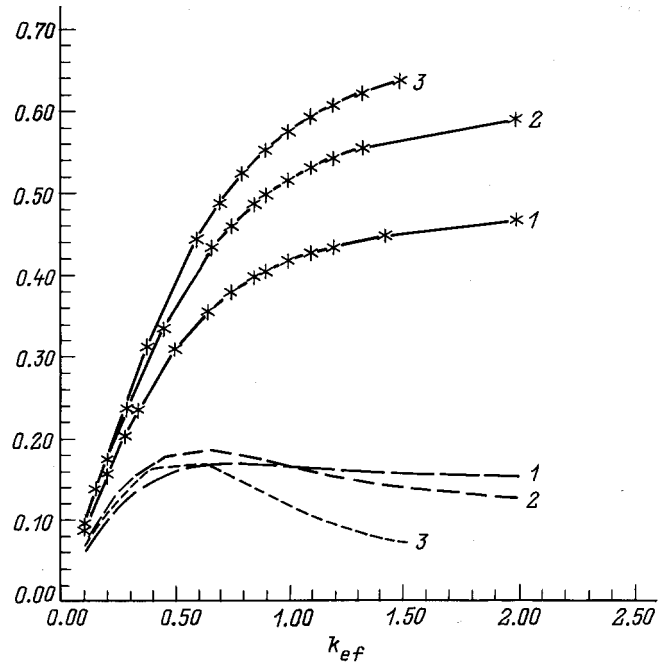


Рис. 4.

Здесь  $C_{11}$  — нормировочный множитель,

$$C_r^+ = -\frac{ih_{2|m} L_m(\chi_g R_1)}{2\chi_g R_1 L_{3m}(\chi_g R_1)} (3m^2 - \chi_g^2 R_1^2) C_{11}. \quad (30)$$

На рис. 4 приведены графики зависимости поправки к частоте ПВ, нормированной на плазменную частоту ( $-\Delta\omega_r/\Omega_e$ ), в случае, когда  $N = 2|m|$ , от эффективного волнового числа  $k_{ef}$ . Цифрами 1–3 обозначены номера мод  $m$ , сплошные линии — зависимость  $(\omega_0/\Omega_e)$ , а штриховые —  $(-\Delta\omega_r/\Omega_e)$  от  $k_{ef}$ . Расчеты проведены для таких значений параметров волновода  $\varepsilon_g = 1$ ,  $h_v = 0.5$ ,  $\Lambda = 0.3$ . Численный анализ подтверждает, что резонансная поправка возрастает с уменьшением толщины диэлектрического зазора либо диэлектрической проницаемости диэлектрика.

### Заключение

В настоящей работе теоретически изучено влияние отличия формы (2) поперечного сечения металлической камеры изотропных плазменных волноводов от окружности на дисперсионные свойства необыкновенных поверхностных электромагнитных волн, распространяющихся по азимуту. Исследовано распределение полей ПВ в объеме волновода (см. формулы (18), (19), (29), (30) и рис. 3). Показано, что путем выбора формы металлической камеры волновода можно управлять спектральным составом ПВ, распространяющихся в нем. Проанализирована зависимость поправки к частоте ПВ, обусловленной отличием формы металлической камеры от круглой, от параметров волновода (см. формулы (22), (23), (25) и рис. 1, 2). Показано, что периодическая неоднородность

волновода вдоль направления распространения ПВ приводит к расщеплению частоты ПВ, у которой угловой период основной гармоники в два раза больше периода неоднородности волновода (см. формулы (27), (28) и рис. 4). В этом случае ПВ существует в виде стоячей волны (29), (30).

Исследованную в настоящей работе электродинамическую структуру и ее собственные волны можно использовать в различных радиотехнических приборах, например в излучателях и генераторах ВЧ энергии. Если вдоль оси симметрии волновода расположить антенну в виде проволоочки, радиус которой был бы малым (это необходимо для того, чтобы можно было пренебречь ее влиянием на электромагнитные свойства волновода), то такую структуру следовало бы рассматривать как антенну с плазменным покрытием. Использование плазменного покрытия у антенн давно известно и используется на практике. Например, в работе [15] приведены расчеты излучения сфероидальной антенны с плазменным покрытием. Наличие этого покрытия приводит к увеличению излучаемой мощности. Присутствие плазмы в рабочем объеме электронной лампы бегущей волны приводит к увеличению мощности генератора [16]. Таким образом, полученные в данной работе результаты представляют интерес для плазменной электроники, радиофизики и разработки радиоэлектронных приборов.

## Список литературы

- [1] *Ерохин Н.С., Кузелев М.В., Моисеев С.С.* и др. Неравновесные и резонансные процессы в плазменной радиофизике. М.: Наука, 1982.
- [2] *Рухадзе А.А., Богданкевич Л.С., Росинский С.Е., Рухлин В.Г.* Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М.: Атомиздат, 1980.
- [3] *Богданкевич Л.С., Кузелев М.В., Рухадзе А.А.* // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 2. С. 233–240.
- [4] *Марков П.И., Онищенко И.Н., Сотников Г.В., Файнберг Я.Б.* // Физика плазмы. 1993. Т. 19. № 1. С. 14–26.
- [5] *Курушин Е.П., Нефедов Е.И.* Электродинамика анизотропных волноведущих структур. М.: Наука, 1983.
- [6] *Белецкий Н.Н., Булгаков А.А., Ханкина С.И., Яковенко В.М.* Плазменные неустойчивости и нелинейные явления в полупроводниках. Киев: Наукова думка, 1984.
- [7] *Гирка В.А., Гирка И.А., Олефир В.П., Ткаченко В.И.* // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. Вып. 1. С. 87–91.
- [8] *Гирка В.А., Гирка И.А.* // РИЭ. 1992. Т. 37. № 3. С. 419–422.
- [9] *Гирка И.А., Золотухин А.В.* // РИЭ. 1994. Т. 39. № 12. С. 1961–1968.
- [10] *Гирка В.А., Гирка И.А., Кондратенко А.Н., Ткаченко В.И.* // РИЭ. 1989. Т. 34. № 7. С. 1527–1529.
- [11] *Азаренко Н.А., Костенко В.В.* // РИЭ. 1988. Т. 33. № 5. С. 1027–1030.
- [12] *Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф.* Специальные функции (формулы, графики, таблицы). М.: Наука, 1964.
- [13] *Гирка В.А., Гирка И.А.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1994. Т. 34. № 4. С. 386–391.
- [14] *Кондратенко А.Н.* Поверхностные и объемные волны в ограниченной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1985.
- [15] *Росляков Н.М., Теплякова Н.А.* // РИЭ. 1992. Т. 37. № 4. С. 583–592.
- [16] *Mishra Ganeswar, Tripathi Vipin K., Jain V.K.* // IEEE Trans. Electron Devices. 1990. Vol. 37. N 6. Pt. 2. P. 1561–1565.