

**В. Д. Карлов, Ю. В. Кириченко\****Харьковский национальный университет Воздушных Сил имени Ивана Кожедуба**77/79, ул. Сумская, Харьков, 61023, Украина*

E-mail: karlovvd@ukr.net

*\*Национальный научный центр Харьковский физико-технический институт**1, ул. Академическая, Харьков, 61108, Украина*

E-mail: kiriyuv51@ukr.net

## ПЛАЗМЕННАЯ АНТЕННА С АЗИМУТАЛЬНО-НЕСИММЕТРИЧНЫМИ БЕГУЩИМИ ВОЛНАМИ ТОКА

В отличие от множества известных работ, где изучались цилиндрические плазменные антенны с азимутально-симметричными бегущими волнами, в настоящей работе теоретически и численно исследуется плазменная антенна с азимутально-несимметричной бегущей волной, работающей на гармонике с азимутальным номером  $m = 1$ . Кроме того, в работе учтены столкновения электронов с атомами. Плазма предполагается холодной и изотропной. Использован метод дисперсионного уравнения. Действительная часть решения этого уравнения дает постоянную распространения, а мнимая часть – коэффициент затухания бегущей волны. Для нахождения диаграмм направленности (ДН) излучения вычисляются запаздывающие потенциалы в дальней зоне. Диаграммы направленности сильно зависят от замедления волн в антенне. Определены зависимости замедления волны от плотности плазмы. Исследуется зависимость диаграмм направленности от плотности плазмы, геометрических параметров плазменного цилиндра и частоты электронно-атомных столкновений. Найдены минимальные значения плотности плазмы, при которых нормированные ДН являются остро направленными и имеют главный лепесток, расположенный под нулевым углом к оси антенны. Антенна, работающая на гармонике с  $m = 1$ , обладает рядом преимуществ по сравнению с антенной, работающей на аксиально-симметричной гармонике: рабочая плотность плазмы в такой антенне значительно меньше, излучение направлено в строго осевом направлении, малый уровень боковых лепестков ДН, ДН слабее зависят от электронно-атомных столкновений. Показано также, что по дисперсионным свойствам плазменная антенна с  $m = 1$  ближе к металлической антенне, чем антенна с  $m = 0$ . Ил. 6. Библиогр.: 7 назв.

**Ключевые слова:** плазменная антенна бегущей волны, антенна осевого излучения, линейная антенна, ограниченная плазма, несимметричные поверхностные волны в плазме, электронно-атомные столкновения в плазме, диаграмма направленности.

В литературе обсуждается возможность использования ограниченной низкотемпературной плазмы в качестве антенны [1–4]. В этих работах показано, что при достаточно высокой плотности плазменный столб имеет дисперсионные свойства, близкие к металлическим антеннам. В работе [4] аналитически показано, что азимутально-несимметричная гармоника бегущей волны тока с  $m = 1$ , в отличие от симметричной и волн с  $m > 1$ , дает излучение линейной антенны с нормированной диаграммой направленности (НДН), имеющей максимум под нулевым углом к ее оси. В этой же работе получены формулы для углового распределения излучения в дальней зоне, численный анализ которых позволяет детально проанализировать зависимость НДН от параметров антенны и плазмы.

**1. Постановка задачи.** В настоящей работе исследуются линейные антенны бегу-

щей волны тока с  $m = 1$ . Рассматриваемая антенна представляет собой столб холодной изотропной плазмы конечной длины с потерями, обусловленными столкновениями электронов с атомами. Влияние достаточно тонкой цилиндрической диэлектрической оболочки, окружающей плазму, на НДН мало [3, 4], поэтому оно в настоящей работе не учитывается. Исследуется зависимость НДН от плотности плазмы, геометрических параметров плазменного цилиндра, длины излучаемой волны. Учитываются также столкновения электронов с нейтральными атомами, чего не было сделано в [4].

**2. Несимметричные волны в плазменном столбе с учетом столкновений.** В работе рассматривается открытый цилиндрический плазменный столб радиусом  $a$  и длиной  $L$  (рис. 1).

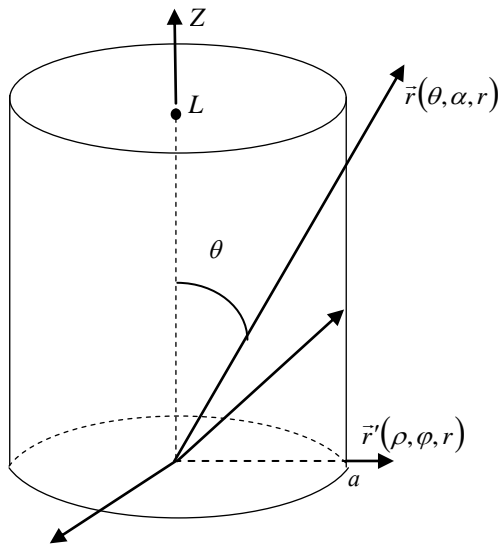


Рис. 1. Плазменный столб (изотропная плазма)

На рис. 1 указаны сферические координаты вектора  $\vec{r}$  и цилиндрические координаты

вектора  $\vec{r}'$ . В частности,  $\theta$  – это аксиальный угол для вектора  $\vec{r}$ .

Несимметричные волны с  $m \geq 1$  в таком плазменном столбе представляют собой гибридные  $EH$ -волны, содержащие все шесть компонент электромагнитного поля. Они имеют следующую зависимость от цилиндрических координат  $\rho, \varphi, z$  (рис. 1) и времени  $t$ :

$$\vec{E}, \vec{H} = \vec{E}(\rho), \vec{H}(\rho) \exp(i(k_z z + m\varphi - \omega t)), \quad (1)$$

где  $k_z$  – постоянная распространения;  $m$  – номер азимутальной гармоники. Компоненты поля (1) в цилиндрических координатах выражаются через аксиальные составляющие электрического и магнитного полей с помощью хорошо известных формул, которые приведены, например, в [5]. Сшивая тангенциальные составляющие электрического и магнитного полей на границе «плазма–вакуум», получаем следующее дисперсионное уравнение:

$$\begin{aligned} & [(\kappa_0 a)K_m(\kappa_0 a)I'_m(\kappa a) - (\kappa a)K'_m(\kappa_0 a)I_m(\kappa a)] [\varepsilon_p(\kappa_0 a)K_m(\kappa_0 a)I'_m(\kappa a) - (\kappa a)K'_m(\kappa_0 a)I_m(\kappa a)] = \\ & = \left[ \frac{mk_z k(1 - \varepsilon_p)}{\kappa \kappa_0} \right]^2 K_m^2(\kappa_0 a) I_m^2(\kappa a). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь

$$\kappa_0 = \sqrt{k_z^2 - k^2}, \quad \kappa = \sqrt{k_z^2 - k^2 \varepsilon_p}, \quad (3)$$

$k^2 = \omega^2 / c^2$ ;  $I_m(x), K_m(x)$  – модифицированные функции Бесселя;  $I'_m(x), K'_m(x)$  – их производные по аргументу  $x$ ;  $\varepsilon_p$  – диэлектрическая проницаемость холодной плазмы с учетом электронно-атомных столкновений

$$\varepsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)} = \varepsilon'_p + i\varepsilon''_p; \quad (4)$$

$$\varepsilon'_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2}, \quad \varepsilon''_p = \frac{\omega_p^2 \nu}{\omega(\omega^2 + \nu^2)}, \quad (5)$$

где  $\nu$  – частота столкновений электронов с атомами;  $\omega_p = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$  – плазменная частота,  $n_e$  – плотность электронов плазмы,  $e$  и  $m_e$  – заряд и масса электрона.

Полагая  $m = 0$  в уравнении (2), получаем два дисперсионных уравнения для симметричных  $H$ - и  $E$ -волн, из которых только по-

следняя может существовать в плазменном столбе. Дисперсионное уравнение для нее имеет вид

$$\varepsilon_p(\kappa_0 a)K_0(\kappa_0 a)I'_1(\kappa a) + (\kappa a)K_1(\kappa_0 a)I_0(\kappa a) = 0. \quad (6)$$

В (6) учтены соотношения  $I'_0(x) = I_1(x)$ ,  $K'_0(x) = -K_1(x)$ .

При выводе уравнений (2), (6) учтено, что аксиальные составляющие полей (1) определяются соотношениями

$$E_z(\rho) = AI_m(\kappa\rho), \quad H_z(\rho) = BI_m(\kappa\rho),$$

где  $A, B$  – постоянные. Столкновения электронов с атомами вызывают затухание волн, которое проявляется в том, что волновое число  $k_z$  в (1) становится комплексным  $k_z = k'_z + ik''_z$ . Соответственно аргументы функций  $I_m(x), K_m(x)$  также будут комплексными. Уравнение (2) выведено при следующих условиях:  $\omega < \omega_p$ ,  $k'_z > k$ . В настоящей работе предполагается также, что затух-

хание волн, обусловленное столкновениями, мало. Поэтому малыми будут следующие параметры:

$$v/\omega \ll 1, \quad k_z''/k_z' \ll 1. \quad (7)$$

Ограничиваясь линейными по параметрам (7) членами, из (3) получим формулы

$$\kappa_0 = \kappa_0' + i\kappa_0'', \quad \kappa_0' = \sqrt{k_z'^2 - k^2},$$

$$\kappa_0'' = k_z' k_z'' / \kappa_z',$$

$$\kappa = \kappa' + i\kappa'', \quad \kappa' = \sqrt{\kappa_0' + \omega_p^2 / c^2},$$

$$\kappa'' = \left( k_z' k_z'' - \frac{k^2 \omega_p^2 v}{2\omega^3} \right) / \kappa',$$

$$\varepsilon_p' = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \varepsilon_p'' = \frac{\omega_p^2 v}{\omega^3}.$$

Из условий (7) следуют также неравенства

$$\frac{\kappa_0''}{\kappa_0'} \ll 1, \quad \frac{\kappa''}{\kappa'} \ll 1, \quad \frac{\varepsilon_p''}{|\varepsilon_p'|} \ll 1. \quad (8)$$

Условия (8) означают, что мнимые части аргументов функций  $I_m(x)$ ,  $K_m(x)$  малы по сравнению с действительными. Это позволяет разложить уравнение (2) по малым мнимым частям аргументов, выделить в нем действительную и мнимую части и получить два уравнения. Первое из них получается путем замены  $\kappa_0 \rightarrow \kappa_0'$ ,  $\kappa \rightarrow \kappa'$ ,  $\varepsilon_p \rightarrow \varepsilon_p'$  в (2) и является дисперсионным уравнением, решение которого дает зависимость  $\omega = \omega(k_z')$ . Второе уравнение дает следующее выражение для коэффициента затухания  $k_z''$ :

$$ak_z'' = \frac{v \kappa_0'}{\omega k_z'} \times \quad (9)$$

$$\times \frac{t_2 t_{10} + t_3 (t_7 - t_9 y_0) - y_0 t_5 t_6}{t_1 t_{10} - t_3 t_8 - t_6 t_4 - (t_3 t_9 + t_6 t_5) \kappa_0' / \kappa'},$$

где

$$t_1 = \frac{\kappa_0'}{\kappa'} \left( K_m I_m' - \frac{1}{y_1} K_m I_m \right) +$$

$$+ \left( \left( \frac{x_1}{(ak_z')^2} - \frac{1}{x_1} \right) K_m K_m' \right) I_m,$$

$$t_2 = \left( K_m I_m' - \frac{1}{y_1} K_m I_m \right) y_0 + K_m I_m,$$

$$t_3 = x_1 K_m I_m' - y_1 K_m I_m,$$

$$t_4 = (K_m + x_1 K_m') I_m' - y_1 K_m I_m,$$

$$t_5 = x_1 K_m I_m'' - K_m' (y_1 I_m' + I_m),$$

$$t_6 = \varepsilon_p' x_1 K_m I_m' - y_1 K_m' I_m, \quad t_7 = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} x_1 K_m I_m',$$

$$t_8 = \varepsilon_p' I_m' (K_m + x_1 K_m') - y_1 K_m'' I_m,$$

$$t_9 = \varepsilon_p' x_1 K_m I_m'' - K_m' (y_1 I_m' + I_m),$$

$$t_{10} = 2 \left( \frac{m(ak)(ak_z') \omega_p^2}{x_1 y_1 \omega^2} \right)^2 K_m I_m,$$

$$y_0 = \frac{(ak)^2 \omega_p^2}{2\omega^2 y_1}.$$

В формулах для  $t_i$  ( $i=1...10$ ) функция  $K_m$  зависит от аргумента  $x_1 = ak_0'$ , а функция  $I_m$  – от  $y_1 = ak'$ . Эти аргументы не указаны для краткости изложения.

Аналогично из уравнения (6) можно получить дисперсионную зависимость  $\omega = \omega(k_z')$  и формулу для коэффициента затухания  $k_z''$  для симметричной  $E$ -волны:

$$ak_z'' = \frac{v \kappa_0'}{\omega k_z'} \frac{y_0 s_2 - s_3}{s_1 + s_2 \kappa_0' / \kappa'}, \quad (10)$$

где

$$s_1 = \varepsilon_p' I_0' (K_0 + x_1 K_0') - y_1 K_0'' I_0,$$

$$s_2 = \varepsilon_p' x_1 K_0 I_0'' - K_0' (y_1 I_0' + I_0),$$

$$s_3 = x_1 \frac{\omega_p^2}{\omega^2} K_0 I_0'.$$

**3. Излучение плазменной антенны.** Для нахождения углового распределения излучения плазменного столба воспользуемся формулой для запаздывающего векторного потенциала

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{1}{c} \int d^3 r' \frac{\vec{j}(\vec{r}', t')}{R}, \quad (11)$$

где

$$R = |\vec{r} - \vec{r}'|, \quad t' = t - \frac{1}{c} R, \quad (12)$$

$$\vec{j}(\vec{r}', t') = \sigma \vec{E}(\vec{r}', t').$$

В формуле (11) переменная интегрирования  $\vec{r}'(\rho, \varphi, z)$  принадлежит плазменному цилиндру, а  $\vec{r}(\alpha, \theta, r)$  – точка наблюдения (рис. 1). В формуле (12)  $\sigma$  – проводимость плазмы,  $\vec{E}(\vec{r}', t')$  – поле волны в плазменном столбе.

Формула для магнитного поля  $\vec{H}(\vec{r}, t)$  имеет вид

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{ik\sigma}{c} \frac{\exp(i(kr - \omega t))}{r} \times \int d^3r' [\vec{e}_r \times \vec{E}(\vec{r}')] \exp(-ik(\vec{r}'\vec{e}_r)), \quad (13)$$

где  $\vec{e}_r = \vec{r}/r$ . Вычисляя вектор Пойнтинга в дальней зоне с помощью магнитного поля (13), находим угловое распределение излучения. Для несимметричных волн в антенне угловое распределение определяется в нулевом порядке по параметрам (8) формулой

$$\frac{dP}{d\Omega} = |A|^2 \frac{L^2 ck^4}{32\pi} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^4 \times \exp(-2k_z''L) \Psi_1(\theta) \Psi_2(\theta). \quad (14)$$

Здесь

$$\Psi_1(\theta) = \frac{\sin^2 X(\theta) + \text{sh}^2(0,5Lk_z'')}{X^2(\theta) + (0,5Lk_z'')^2}, \quad (15)$$

где  $X(\theta) = 0,5kL(\xi - \cos\theta)$ ,  $\xi = ck_z'/\omega(k_z')$  – замедление волны в антенне;

$$\Psi_2(\theta) = \cos^2\theta(f_1 - mf_2)^2 + f_3(\sin^2\theta f_3 + \sin 2\theta(f_1 - mf_2)) + (mf_4 - f_5)^2; \quad (16)$$

$$f_1 = \frac{1}{\kappa'^2} \times \int_0^a d\rho \rho J_m'(\tilde{\rho}) \left( -k_z' \kappa I_m'(\kappa'\rho) + \frac{mk}{\rho} Q I_m(\kappa'\rho) \right); \quad (17)$$

$$f_2 = \frac{1}{\kappa'^2} \times \int_0^a d\rho \rho \frac{J_m(\tilde{\rho})}{\tilde{\rho}} \left( \frac{mk_z'}{\rho} I_m(\kappa'\rho) - Q \kappa I_m'(\kappa'\rho) \right); \quad (18)$$

$$f_3 = \int_0^a d\rho \rho J_m(\tilde{\rho}) I_m(\kappa'\rho); \quad (19)$$

$$f_4 = \frac{1}{\kappa'^2} \times \int_0^a d\rho \rho \frac{J_m(\tilde{\rho})}{\tilde{\rho}} \left( -k_z' \kappa I_m'(\kappa'\rho) + Q \frac{mk}{\rho} I_m(\kappa'\rho) \right); \quad (20)$$

$$f_5 = \frac{1}{\kappa'^2} \times \int_0^a d\rho \rho J_m'(\tilde{\rho}) \left( \frac{mk_z'}{\rho} I_m(\kappa'\rho) - Q \kappa I_m'(\kappa'\rho) \right). \quad (21)$$

В формулах (17)–(21) приняты следующие обозначения:  $\tilde{\rho} = k\rho \sin\theta$ ,  $J_m(x)$  – функция Бесселя,  $J_m'(x)$  – ее производная по аргументу  $x$ ,  $Q = -iH_z(\rho)/E_z(\rho) = -iB/A$ . Величина  $Q$  определяется формулой

$$\frac{Q}{a} = \kappa' \kappa_0' \times \frac{\kappa' K_m'(\kappa_0'a) I_m(\kappa'a) - \varepsilon_p' \kappa_0' K_m(\kappa_0'a) I_m'(\kappa'a)}{mk_z' k (1 - \varepsilon_p') K_m(\kappa_0'a) I_m(\kappa'a)}.$$

Отметим, что при малом замедлении  $\xi$  и достаточно больших длинах волн излучения  $\lambda$ , когда выполняются условия  $\xi - 1 \ll 1$ ,  $a \ll \lambda$ , (22)

справедливо соотношение  $Q \approx -1$ . Это означает, что компоненты поля волны  $E_z(\rho)$  и  $H_z(\rho)$  близки по амплитуде и сдвинуты по фазе на  $\pi/2$ , так как при этом

$$\frac{H_z(\rho)}{E_z(\rho)} \approx -i.$$

Функция  $\Psi_1(\theta)$  (15) описывает угловое распределение излучения однородной по поперечному сечению линейной антенны [6]. Она зависит от материала антенны только вследствие зависимости от замедления  $\xi$ . Функция  $\Psi_2(\theta)$  (16) определяется действительной частью диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_p'$ , т. е. внутренней структурой плазменной антенны.

Для углового распределения в случае симметричных волн получается в нулевом порядке по параметрам (8) соотношение

$$\frac{dP}{d\Omega} = |A|^2 \frac{L^2 ck^4}{32\pi} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^4 \times \exp(-2k_z''L) \Psi_1(\theta) \Psi_3(\theta), \quad (23)$$

где

$$\Psi_3(\theta) = (\cos\theta f_6 + \sin\theta f_5)^2; \quad (24)$$

$$f_6 = \frac{k_z'}{\kappa'} \int_0^a d\rho \rho J_1(\tilde{\rho}) I_1(\kappa'\rho); \quad (25)$$

$$f_7 = \int_0^a d\rho \rho J_0(\tilde{\rho}) I_0(\kappa'\rho). \quad (26)$$

Для симметричных волн внутренняя структура плазменной антенны описывается функцией  $\Psi_3(\theta)$ . Из формул (23)–(25) следует,

что излучение под углом  $\theta = 0$  отсутствует. Соотношения (14), (23) позволяют найти нормированные диаграммы направленности.

**4. Результаты вычислений.** В работе [4] выполнен анализ диаграмм направленности при соблюдении условий (22). Показано, что НДН антенны с азимутально-симметричной волной имеет один хорошо выраженный лепесток с низким уровнем боковых лепестков. При этом максимум НДН приходится на угол  $\theta$ , отличный от нуля. Показано также, что при тех же условиях волна с  $m = 1$  дает излучение с однолепестковой НДН, имеющей максимум при  $\theta = 0$ . В настоящей работе проведен численный анализ НДН для гармоник с  $m = 0; 1$  в зависимости от замедления волны  $\xi$ , геометрических параметров антенны, длины излучаемой волны и частоты электронно-атомных столкновений.

Угловое распределение излучения сильно зависит от замедления волны в антенне  $\xi$ , которое в свою очередь определяется плотностью плазмы  $n_e$ . При этом оказывается, что при больших  $\xi$ , когда первое из условий (22) не выполняется, НДН для гармоник с  $m = 0; 1$  имеют много лепестков, среди которых нельзя выделить один главный. Для волн с  $m = 0$  и  $m = 1$  существуют свои характерные значения плотности плазмы  $n_{e0}$  такие, что при  $n_e \geq n_{e0}$  диаграммы направленности имеют один хорошо выраженный лепесток с малым уровнем боковых лепестков. При  $n_e < n_{e0}$  имеется много лепестков с примерно одинаковыми значениями НДН в максимумах. Значения  $n_{e0}$  могут быть определены только численно. Для анализа НДН важно знать зависимость замедления волны от плотности плазмы.

Вычисления с параметрами  $a = 1$  см,  $L = 100$  см,  $\lambda = 10$  см,  $m = 0$  и  $m = 1$  дали следующие результаты. На рис. 2 представлена зависимость величины  $\lg(\xi - 1)$  от  $\lg(n_e)$ . Видно, что замедление  $\xi$  волны с  $m = 1$  намного быстрее приближается к 1, чем замедление азимутально-симметричной волны. Поэтому антенна с гармоникой  $m = 1$  дает излучение с хорошо выраженной направленностью при  $n_e$ , меньших, чем антенна с гармоникой  $m = 0$ . Другими словами, гармоника

с  $m = 1$  при увеличении  $n_e$  намного быстрее приближается по своим дисперсионным свойствам к металлической антенне, чем антенна с  $m = 0$ .

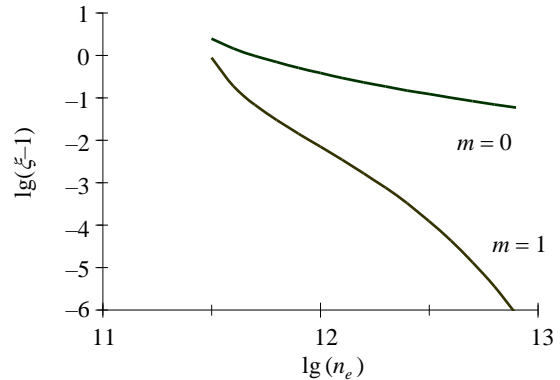


Рис. 2. График зависимости замедления  $\xi$  волны от плотности плазмы ( $a = 1$  см,  $L = 100$  см,  $\lambda = 10$  см)

Из графиков рис. 2 следует, что при  $n_e \approx 8 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup> фазовая скорость несимметричной волны с  $m = 1$  отличается от скорости света в пятом знаке после запятой. Примерно такое же отличие от скорости света имеют волны в металлической антенне в дециметровом диапазоне излучения.

На рис. 3 представлены НДН антенны с приведенными выше параметрами  $a, L, \lambda$  и плотностью плазмы  $\lg(n_e) = 11,8$  для некоторых значений параметра  $v/\omega$ , характеризующего затухание волны в плазме (0, 0,1 и 0,4 соответственно). Излучение направлено вдоль оси антенны и имеет очень малый уровень боковых лепестков. Главный лепесток при  $v/\omega = 0$  является узким (полуширина  $\Delta\theta$  равна примерно  $13^\circ$ ). Излучение антенны при той же плотности плазмы с аксиально-симметричной гармоникой тока является многолепестковым с плохо выраженной направленностью.

Анализ результатов вычислений показал, что для приведенных выше параметров и для несимметричной волны с  $m = 1$  имеет место равенство  $\lg(n_{e0}) = 11,7$ . Это значение плотности  $n_{e0}$  примерно в 50 раз меньше, чем для симметричной волны. Таким образом, хорошо направленное излучение при  $m = 1$  можно получить при значительно меньших плотностях плазмы  $n_e$ , чем в случае симметричной гармоники.

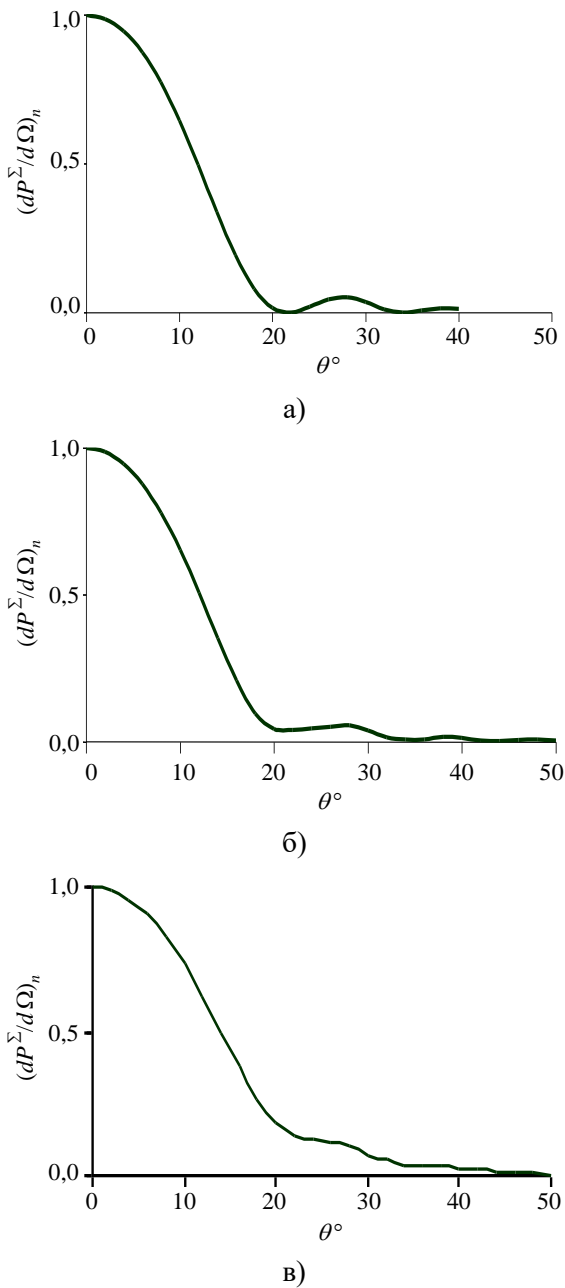


Рис. 3. Нормированные диаграммы направленности при  $m = 1$ ,  $a = 1$  см,  $L = 100$  см,  $\lambda = 10$  см,  $\lg(n_e) = 11,8$  для некоторых значений параметра  $\nu/\omega$ : а) 0; б) 0,1; в) 0,4

Из графиков на рис. 3 следует, что влияние затухания на НДН сводится к исчезновению нулей интенсивности излучения и расширению основного лепестка. Эти особенности характерны для линейных антенн бегущей волны [6]. Дополнительный анализ показывает, что влияние параметра  $\nu/\omega$  на плазменную антенну ослабляется с ростом плотности плазмы. В частности, увеличивается расстояние  $l_0$  вдоль антенны, на кото-

ром волна затухает в  $e$  раз. Величина  $l_0$  определяется соотношением  $l_0 = 1/k_z''$ . При плотности  $\lg(n_e) = 11,8$  для  $\nu/\omega = 0,1$  и  $0,4$  величина  $l_0$  равна 162 и 40 см соответственно. При плотности плазмы  $\lg(n_e) = 11,9$  величина  $l_0$  равна 367 см при  $\nu/\omega = 0,1$ , а при  $\nu/\omega = 0,4$  – 92 см. Таким образом, затухание несимметричной волны с  $m = 1$  уменьшается с ростом плотности плазмы. Отметим также, что при заданном параметре  $\nu/\omega$  несимметричная волна с  $m = 1$  затухает слабее, чем симметричная. Влияние параметра  $\nu/\omega$  на диаграммы направленности ослабляется с ростом плотности плазмы. Это влияние намного слабее для гармоники с  $m = 1$ , чем для гармоники с  $m = 0$ . Отметим, что НДН слабо зависит от плотности плазмы при  $n_e \geq n_{e0}$ . Так, при изменении  $\lg(n_e)$  от 11,8 до 12,7 полуширина НДН изменяется от  $13^\circ$  до  $17^\circ$ , т. е. всего лишь на  $4^\circ$ .

Представляет также интерес изменение НДН в зависимости от длины антенны. Вычисления с параметрами  $a = 1$  см,  $\lambda = 10$  см,  $\lg(n_e) = 11,8$ , для  $\nu/\omega = 0$  показали, что при уменьшении  $L$  от 100 до 60 см полуширина НДН увеличивается от  $13^\circ$  до  $18^\circ$ . Поэтому за счет некоторого увеличения полуширины НДН можно значительно уменьшить длину плазменной антенны. При  $L = 20$  см полуширина равна  $\Delta\theta = 32^\circ$ .

В работе [7] показано, что рабочая плотность плазмы в антенне может быть уменьшена при увеличении ее радиуса и пропорциональном увеличении длины излучаемой волны  $\lambda$ . В настоящей работе были проведены вычисления для антенны с такими параметрами:  $a = 2$  см,  $L = 100$  см,  $\lambda = 20$  см. На рис. 4 приведены соответствующие зависимости  $\lg(\xi - 1)$  от  $\lg(n_e)$  для  $m = 0$  и  $m = 1$ . Видно, что при  $m = 1$  замедление  $\xi$  приближается к 1 при значительно меньших значениях плазмы, чем при  $m = 0$ . В частности, оказывается, что для такой антенны  $\lg(n_{e0}) = 11,1$ , т. е. характерное значение плотности  $n_{e0}$ , для антенны с  $a = 2$  см оказывается в 4 раза меньше, чем для антенны с  $a = 1$  см. Зависимость НДН от плотности плазмы слаба и в этом случае.

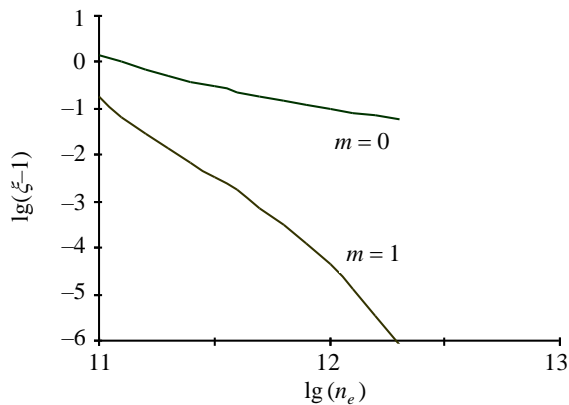


Рис. 4. График зависимости замедления  $\xi$  волны от плотности плазмы ( $a = 2$  см,  $L = 100$  см,  $\lambda = 20$  см)

Однако полуширина  $\Delta\theta$  главного лепестка больше примерно на  $7^\circ$ , чем для антенны с  $a = 1$  см. Уровень боковых лепестков мал. Максимальные значения НДН боковых лепестков составляют несколько сотых долей единицы. Для уменьшения  $\Delta\theta$  следует увеличивать длину антенны  $L$ . Однако значительное увеличение  $L$  до величин, больших 100 см, вряд ли целесообразно с практической точки зрения.

**Выводы.** Приведенные в работе исследования линейной плазменной антенны, работающей на гармонике волны тока  $m = 1$ , показали следующие преимущества ее по сравнению с антенной, у которой волна тока является азимутально-симметричной. Рабочая плотность плазмы антенны с  $m = 1$  значительно меньше, чем антенны с  $m = 0$ . По своим дисперсионным свойствам она намного ближе к металлической антенне, чем антенна с  $m = 0$ . Антенна с  $m = 1$  излучает в строго осевом направлении. У такой антенны НДН слабее зависит от потерь энергии в плазме, обусловленных столкновениями электронов с атомами, чем у антенн с  $m = 0$ .

#### Библиографический список

1. Истомин Е. Н., Карфидов Д. М., Минаев И. М., Рухадзе А. А. Плазменный несимметричный вибратор с возбуждением поверхностной волной. *Физика плазмы*. 2006. Т. 32, № 5. С. 423–435.
2. Alexeff I., Anderson T., Parameswaran S., Experimental and theoretical results with plasma antennas. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2006. Vol. 34, N. 2. P. 166–172.
3. Кириченко Ю. В., Лонин Ю. Ф., Онищенко И. Н. Плазменная антенна бегущей волны. *Изв. вузов. Радиоэлектроника*. 2011. Т. 54, № 11. С. 35–39.

4. Кириченко Ю. В., Лонин Ю. Ф., Онищенко И. Н. Плазменная антенна осевого излучения. *Радиотехника и электроника*. 2014. Т. 59, № 3. С. 1–7.
5. Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Стрелков П. С. *Плазменная релятивистская электроника*. Москва: Изд-во МГТУ, 2002. 542 с.
6. Уолтер К. Антенны бегущей волны. Пер. с англ. под ред. А. Ф. Чаплина. Москва: Энергия, 1970. 448 с.
7. Кириченко Ю. В., Лонин Ю. Ф., Онищенко И. Н. СВЧ-излучение цилиндрического плазменного столба. *Изв. вузов. Радиоэлектроника*. 2014. Т. 57, № 10. С. 54–59.

#### REFERENCES

1. Istomin, E. N., Karfidov, D. M., Minaev, I. M., Rukhadze, A. A., 2006. Plasma unbalanced vibrator with surface wave excitation. *Plasma phys.*, **32**(5), pp. 423–435 (in Russian).
2. Alexeff, I., Anderson, T., Parameswaran, S., 2006. Experimental and theoretical results with plasma antennas. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **34**(2), pp. 166–172.
3. Kirichenko, Yu. V., Lonin, Yu. F., Onishchenko, I. N., 2011. Plasma traveling-wave antenna. *Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Radioelektronika*, **54**(11), pp. 35–39 (in Russian).
4. Kirichenko, Yu. V., Lonin, Yu. F., Onishchenko, I. N., 2014. Plasma antenna of axial radiation. *Radiotekhnika i elektronika*, **59**(3), pp. 289–295 (in Russian).
5. Kuzelev, M. V., Rukhadze, A. A., Strelkov, P. S., 2002. *Plasma relativistic electronics*. Moscow: Bauman Moscow State Technical University Publ. (in Russian).
6. Walter, C. H., 1970. *Traveling wave antennas*. Translated from English and ed. by A. F. Chaplin. Moscow: Energy Publ. (in Russian).
7. Kirichenko, Yu. V., Lonin, Yu. F., Onishchenko, I. N., 2014. Microwave radiation of a cylindrical plasma column. *Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Radioelektronika*, **57**(10), pp. 54–59 (in Russian).

Рукопись поступила 19.10.2017.

V. D. Karlov, Yu. V. Kirichenko

#### PLASMA ANTENNA WITH THE AZIMUTHAL-ASYMMETRICAL WAVES OF CURRENT

In the present paper, the plasma antenna with azimuthally asymmetrical traveling waves operating at a harmonic with an azimuth number  $m = 1$  is investigated theoretically and numerically. In addition, the collisions of electrons with atoms are taken into account. Plasma is assumed to be cold and isotropic. The method of the dispersion equation is used. The propagation constant and the attenuation coefficient of the traveling wave can be obtained from the real and imaginary parts of the solution of this equation, respectively. In order to find the radiation patterns (RP), the delayed potentials in the far zone are calculated. The RP strongly depends on the slowing of waves in the antenna. The dependences of the slowing of

the wave on the plasma density are obtained, and the dependence of RP on the plasma density, geometrical parameters of plasma cylinder and frequency of electron-atom collisions is investigated. The minimum values of plasma density, at which the normalized radiation patterns are highly directional and have a main lobe located at a zero angle to the antenna axis, are obtained. Advantages of antenna operating at harmonic with  $m = 1$ , as compared to the antenna working on an azimuthally-symmetrical wave, are shown: the working plasma density of such antenna is much lower; the radiation is in a strictly axial direction; a small level of the side lobes of the RP; the RP is less dependent on the electron-atom collisions. It is also shown that, by dispersion properties, a plasma antenna with  $m = 1$  is closer to a metallic antenna than an antenna with  $m = 0$ .

**Key words:** plasma traveling-wave antenna, the antenna of axial radiation, linear antenna, limited plasma, asymmetric surface waves in plasma, electron atomic collisions in plasma, pattern.

В. Д. Карлов, Ю. В. Кириченко

### ПЛАЗМОВА АНТЕНА З АЗИМУТАЛЬНО-НЕСИМЕТРИЧНИМИ БІЖУЧИМИ ХВИЛЯМИ СТРУМУ

На відміну від багатьох робіт, де вивчалися циліндричні плазмові антени з азимутально-симетричними біжучими хвилями, у цій роботі теоретично і чисельно досліджується плазмова антенна з азимутально-неси-

метричною біжучою хвилею, яка працює на гармоніці з азимутальним номером  $m = 1$ . Крім того, в роботі враховані зіткнення електронів з атомами. Плазма передбачається холодною та ізотропною. Застосовано метод дисперсійного рівняння. Дійсна частина розв'язку цього рівняння дає сталу поширення, а уявна частина – коефіцієнт загасання біжучої хвилі. Для знаходження діаграм направленості (ДН) випромінювання обчислюються запізнювальні потенціали в дальній зоні. Діаграми направленості суттєво залежать від уповільнення хвиль в антені. Визначено залежності уповільнення хвилі від щільності плазми. Досліджується залежність ДН від щільності плазми, геометричних параметрів плазмового циліндра і частоти електронно-атомних зіткнень. Знайдено мінімальні значення щільності плазми, за яких нормовані ДН є гостроспрямованими і мають головну пелюстку, яка розташована під нульовим кутом до осі антени. Антена, що працює на гармоніці з  $m = 1$ , має низку переваг у порівнянні з антеною, яка працює на аксіально-симетричній гармоніці: робоча щільність плазми в такій антені значно менша, випромінювання здійснюється строго в осьовому напрямку, рівень бічних пелюсток ДН малий, ДН слабкіше залежать від електронно-атомних зіткнень. Показано також, що за дисперсійними властивостями плазмова антенна з  $m = 1$  ближча до металевої антени, ніж антенна з  $m = 0$ .

**Ключові слова:** плазмова антенна біжучої хвилі, антенна осьового випромінювання, лінійна антенна, обмежена плазма, несиметричні поверхневі хвилі в плазмі, електронно-атомні зіткнення в плазмі, діаграма направленості.