УДК 533.9…15, 621.396.67

Ю.В. Кириченко[1], В.Д. Карлов[2], А.С. Кійко[2]

[1] *Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут», Харків*
[2] *Харківський національний університет Повітряних Сил ім. І. Кожедуба, Харків*

ОСОБЛИВОСТІ ВИКОРИСТАННЯ ПЛОСКОГО ШАРУ ПЛАЗМИ З МАЛИМ ВИГИНОМ В АНТЕННИХ СИСТЕМАХ

Особливості локації цілей з малою ефективною поверхнею, що відбиває, свідчить про те, що найбільш сильно блискучими точками на літаках є антенні системи. Зменшення ефективної поверхні, що відбиває, цих антенних систем є одним із актуальних завдань радіолокації. Тому актуальною задачею є розгляд можливості створення специфічних антенних систем, що володіють мінімальною ефективної поверхнею, що відбиває, в режимі невипромінювання, і дозволяють лоціювати цілі як в передній напівсфері для літаків, так і в задній, в разі їх установки на вертольотах. У даній роботі представлені результати теоретичного дослідження моделі петльової плазмової антени, що представляє собою плоский шар плазми на металевій підкладці з малим кутом вигину. Наведені результати розрахунку діаграм спрямованості і коефіцієнтів перетворення енергії поверхневої хвилі для різних параметрів завдання. Показано, що в випромінювання перетвориться до 10 % енергії поверхневої хвилі, а діаграми спрямованості мають одну пелюстку з максимумом під гострими кутами.

Ключові слова: *петльові антени, холодна плазма, діаграма спрямованості, уповільнення поверхневої хвилі.*

Вступ

Постановка проблеми. Вивчення плазмових антен пов'язано з можливістю використання обмеженої плазми в якості прийомних і передавальних антен діапазону надвисоких частот. В роботі [1] продемонстрована можливість використання стовпа низькотемпературної плазми, підтримуваної поверхневої хвилею, як передавальної антени на частоті в кілька десятків мегагерц. У статті [2] описана петльова плазмова антена, що представляє собою вигнутий стовп газорозрядної плазми, який знаходиться в діелектричній оболонці. Для випромінювання потрібна наявність неоднорідності, і в усіх попередніх роботах досліджувалися неоднорідності розподілу плазми [3]. При цьому відсутні результати з розгляду геометричних неоднорідностей, для петльової антени такою неоднорідністю є вигин, на якому енергія хвилі частково перетворюється в випромінювання. Побудова нових типів антен дозволить поліпшити якість отримання інформації [4] та буде слугувати стимулом для розвитку зенітного ракетного озброєння Повітряних Сил Збройних Сил України [5].

Мета статті. Саме тому у даній роботі буде теоретично досліджено перетворення поверхневої хвилі в пласкому шарі ізотропної холодної плазми з малим кутом вигину, розташованому на металевій підкладці. Проходячи через вигин, поверхнева хвиля частково відбивається від вигину, частково проходить крізь нього, деяка частка енергії поверхневої хвилі перетворюється на вигині в випромінювання. При розгляді проблеми будуть обчислені коефіцієнти перетворення енергії поверхневої хвилі в енергію відбитої хвилі і хвилі, що проходить далі, а також в енергію випромінювання і побудовані нормовані діаграми спрямованості випромінювання.

Постановка задачі і викладення основної частини

Метод, який використовується в даній роботі, близький до методу спектрального розкладання Шевченко [6–7], згідно з яким повне поле розкладається по набору функцій плазмового шару, що включає в себе поверхневі і так звані псевдоповерхневі хвилі відкритої волноводної системи. Коефіцієнти розкладання, залежні при наявності неоднорідності від координати, задовольняють системі інтегро-диференційних рівнянь. Вирішення цієї системи рівнянь дає шукані коефіцієнти перетворення енергії поверхневої хвилі. У нашому випадку неоднорідністю є вигин.

На рис. 1 показаний вигнутий між точками А і В плоский шар плазми, розташований на металевій підкладці з $\sigma=\infty$. Лівіше т. А і правіше т. В знаходяться прямолінійні ділянки цієї відкритої волноводної системи. У напрямку $\vec{e}_z$, перпендикулярному площині рисунка, шар однорідний. Товщі-на плазмового шару дорівнює а. Кут вигину з радіусом кривизни R передбачається малим

$$\phi_0 << 1. \qquad (1)$$

Орти $\vec{e}_\phi$ і $\vec{e}_\rho$ вказують напрямки зміни полярних координат ρ і ϕ. Введемо відстань r від металевої підкладки

© Кириченко Ю.В., Карлов В.Д., Кійко А.С., 2017

$$\rho = R + r . \qquad (2)$$

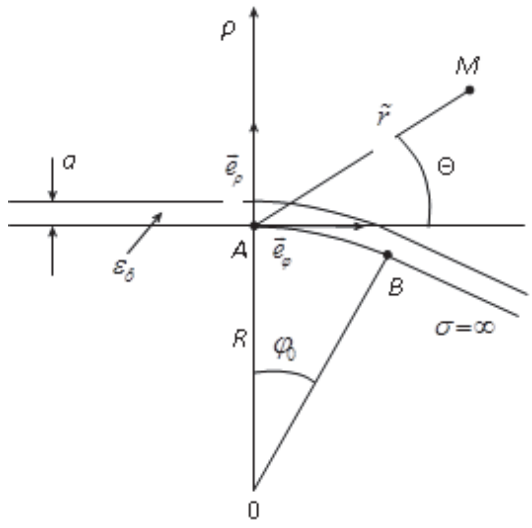

Рис. 1. Шар плазми на металевій підкладці із закругленням

Плазма вважається холодною та ізотропною. Її діелектрична проникність дорівнює

$$\varepsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \qquad (3)$$

де ω – частота хвилі; $\omega_p^2 = 4\pi ne^2 / m_e$ – плазмова частота електронної плазми; e, m_e – заряд і маса електрона. При переміщенні вздовж вигнутої ділянки від т. А до т. В напрямки осей системи координат (ρ, ϕ), тобто орти $\vec{e}_\phi$ і $\vec{e}_\rho$ змінюють свої напрямки. В силу припущення (1) ці зміни малі. За пласкій ділянці лівіше від т. А на закруглення набігає поверхнева хвиля, що має компоненти $H_{z0}(\phi,\rho,t)$, $E_{\rho 0}(\phi,\rho,t)$, $F_{\phi 0}(\phi,\rho,t)$. Це поздовжньо поперечна хвиля, причому роль поздовжньої компоненти відіграє $F_{\phi 0}(\phi,\rho,t)$. На ділянці АВ, який представляє собою неоднорідність даної відкритої волноводної системи, поверхнева хвиля перетвориться в хвилю що пройшла та відбиту поверхневу хвилю і частково в випромінювання. На рис. 1 показані координати ($\tilde{r}, \theta$) точки спостереження М. Залежність поля від координати φ і часу визначається множником, $\exp\left(\pm i(k_l R\phi - \omega t)\right)$ де k_l – хвильовий вектор хвилі, що розповсюджується в напрямку $\vec{e}_\phi$. У разі поверхневих хвиль хвильової вектор будемо позначати символом k_l^0. Всі компоненти електромагнітного поля виражаються через складову магнітного поля H_z наступним чином:

$$E_\rho(\rho) = \mp\frac{k_l R}{k\rho\varepsilon_p} H_z(\rho);\ E_\phi(\rho) = -\frac{i}{k\varepsilon_p}\frac{dH_z(\rho)}{d\rho}, \qquad (4)$$

де $k = \omega / c$. Для поля поза плазмовим шаром, тобто при $r > 0$, в (4) і всюди нижче слід покласти $\varepsilon_p = 1$. Компонента H_z задовольняє наступному рівнянню:

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial H_z(\rho)}{\partial\rho}\right) + \frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2 H_z(\rho)}{\partial\phi^2} + k^2\varepsilon_p H_z(\rho) = 0 . \qquad (5)$$

Одне з розв'язків $H_{z0}(\rho)$ рівняння (5) експоненціально згасає в напрямку $\vec{e}_\rho$. Воно існує при умовах

$$\left(k_l^0\right)^2 > k^2;\ \ \omega_p^2 > 2\omega^2 . \qquad (6)$$

І відповідає повільній поверхневій хвилі. Функція $H_{z0}(\rho)$ є функція поперечного перерізу $\Psi_0(\rho)$ для поверхневих хвиль у методі спектрального розкладання [6]:

$$H_{z0}(\rho) = \Psi_0(\rho) . \qquad (7)$$

Розв'язок $H_z(\rho)$ рівняння (5), який відповідає швидким псевдо поверхневим хвилям, існує лише при умові

$$k_l^2 < k^2 . \qquad (8)$$

Для них також вводять функцію поперечного перерізу

$$H_z(\rho,\kappa_0) = \Psi(\rho,\kappa_0) , \qquad (9)$$

де $\kappa_0^2 = k^2 - k_l^2$.

Отримання основних рівнянь

Рішення рівняння (5), відповідне поширенню хвиль вздовж напрямку $\vec{e}_\phi$ і в зворотному напрямку, є суперпозиція відповідних поверхневих і псевдоповерхневих хвиль. Уявімо її у вигляді

$$H_x(\phi,r) = \left(B_+^0\exp(ik_l^0R\phi) + B_-^0\exp\left(-ik_l^0R\phi\right)\right)\Psi_0(r) + \int_0^\infty d\kappa_0\left(B_+(\kappa_0)\exp\left(ik_lR\phi\right) + B_-(\kappa_0)\exp\left(-ik_lR\phi\right)\right)\Psi(r,\kappa_0). \qquad (10)$$

У відсутності випромінювання, коли поверхнева хвиля не втрачає енергії, амплітуди $B_\pm^0, B_\pm$ постійні. Із співвідношення (10) отримаємо

$$\frac{\partial H_z(\phi,r)}{\partial\phi} = ik_l^0R\left(B_+^0\exp(ik_l^0R\phi) - B_-^0\exp\left(-ik_l^0R\phi\right)\right)\Psi_0(r) + i\int_0^\infty d\kappa_0 k_lRB_+(\kappa_0)\exp\left(ik_lR\phi\right)\Psi(r,\kappa_0) - i\int_0^\infty d\kappa_0 k_lRB_-(\kappa_0)\exp\left(-ik_lR\phi\right)\Psi(r,\kappa_0). \qquad (11)$$

В (10–11) і всюди нижче зроблений перехід від координати ρ до r за допомогою співвідношення (2). Тепер врахуємо випромінювання, яке виникає через рух поверхневої хвилі по викривленого шару. При

цьому амплітуди розкладів (10–11) стають функціями кута ϕ

$$B_{\pm}^{0} = B_{\pm}^{0}(\phi); \quad B_{\pm}(\kappa_0) = B_{\pm}(\phi, \kappa_0). \qquad (12)$$

У подальшому зручно перейти в (10,11) до нових амплітуд

$$\begin{aligned} C_{\pm}^{0}(\phi) &= B_{\pm}^{0}(\phi)\exp\left(\pm ik_1^0 R\phi\right); \\ C_{\pm}(\phi, \kappa_0) &= B_{\pm}(\phi, \kappa_0)\exp\left(\pm ik_1 R\phi\right). \end{aligned} \qquad (13)$$

При цьому співвідношення (10–11) приймає вигляд

$$\begin{aligned} H_z(\phi, r) &= \left(C_{+}^{0}(\phi) + C_{-}^{0}(\phi)\right)\Psi_0(r) + \\ &+ \int_0^{\infty} d\kappa_0 \left(C_{+}(\phi, \kappa_0) + C_{-}(\phi, \kappa_0)\right)\Psi(r, \kappa_0); \end{aligned} \qquad (14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_z(\phi, r)}{\partial \phi} &= ik_1^0 R\left(C_{+}^{0}(\phi) - C_{-}^{0}(\phi)\right)\Psi_0(r) + \\ &+ i\int_0^{\infty} d\kappa_0 k_1 R\left(C_{+}(\phi, \kappa_0) - C_{-}(\phi, \kappa_0)\right)\Psi(r, \kappa_0). \end{aligned} \qquad (15)$$

Оскільки кут вигину малий (1), наближено можна вважати, що дисперсійні властивості плазмового шару $\Psi_0(r)$ (7) і $\Psi(r, \kappa_0)$ (9) і функції поперечного перерізу (7) і (9) близькі до таких в разі плоского шару плазми, розглянутого в [5]. Дисперсійне рівняння для поверхневих хвиль дається формулою

$$\left(\kappa^0 a\right)\mathrm{th}\left(\kappa^0 a\right) = -\varepsilon_p\left(\kappa_0^0 a\right), \qquad (16)$$

де $(\kappa_0^0)^2 = (k_1^0)^2 - k^2 > 0$; $(\kappa^0)^2 = \omega_p^2 / c^2 + (\kappa_0^0)^2 > 0$.

Рівняння (16) має при заданих величинах a й ω єдине рішення k_1^0. Важливою характеристикою поверхневої хвилі є її уповільнення ξ, яке визначається співвідношенням $\xi = v_{ph} / c$, де v_{ph} – фазова швидкість поверхневої хвилі; c – швидкість світла.

Функція $\Psi_0(r)$ визначається формулою

$$\Psi_0(r) = \frac{1}{N_0}\begin{cases} \exp\left(-\kappa_0^0 r\right), & a \le r < \infty; \\ \dfrac{\exp\left(-\kappa_0^0 a\right)}{\mathrm{ch}(\kappa^0 a)}\mathrm{ch}\left(\kappa^0 r\right), & 0 \le r \le a, \end{cases} \qquad (17)$$

де N_0 – нормуючий множник.

Функція $\Psi(r, \kappa_0)$ задається як

$$\begin{aligned} &\Psi(r, \kappa_0) = \\ &= \frac{1}{2N(\kappa_0)}\begin{cases} E_1\exp(i\kappa_0 r) + E_2\exp(-i\kappa_0 r), & a \le r < \infty; \\ \exp(\kappa r) + \exp(-\kappa r), & 0 \le r \le a, \end{cases} \end{aligned} \qquad (18)$$

де $E_1 = \left(\mathrm{ch}(\kappa a) - i\dfrac{\kappa}{\kappa_0\varepsilon_p}\mathrm{sh}(\kappa a)\right)\exp\left(-i\kappa_0 a\right)$;

$E_2 = \left(E_1\right)^*$, $\kappa^2 = \omega_p^2 / c^2 - \kappa_0^2$, зірочка * позначає комплексне спряження. Виконується також умова ортогональності поверхневих (17) і псевдоповерхневих (18) хвиль

$$\int_0^{\infty} dr \frac{1}{\varepsilon_p(r)}\Psi(r, \kappa_0)\Psi_0(r) = 0. \qquad (19)$$

Рівняння (5) з урахуванням (2) матиме вигляд

$$\begin{aligned} &\frac{\partial^2 H_z(\phi, r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r + R}\frac{\partial H_z(\phi, r)}{\partial r} + \\ &+ \frac{1}{(r + R)^2}\frac{\partial^2 H_z(\phi, r)}{\partial \phi^2} + k^2\varepsilon_p H_z(\phi, \rho) = 0. \end{aligned} \qquad (20)$$

Можна показати, що умова $\dfrac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} >> \dfrac{1}{r + R}\dfrac{\partial H_z}{\partial r}$ виконується, якщо $1 >> \dfrac{\Delta r}{r + R}$, де Δr – характерна відстань, на якій змінюється поле $H_z(r)$. Для поверхневої хвилі Δr має порядок відстані, на якій поле експоненціально згасає, причому $\Delta r << R$. Для псевдоповерхневої хвилі, яка визначає випромінювання в дальній зоні, де r велике, справедлива умова $\Delta r << r + R$. При цьому другим доданком в (20) можна знехтувати.

Далі застосовуємо метод невизначених коефіцієнтів для вирішення диференціальних рівнянь. Диференціюючи (14) за ϕ і порівнюючи результат з (15) отримуємо

$$\begin{aligned} &\left(C_{+}^{0'} + C_{-}^{0'}\right)\Psi_0 + \int_0^{\infty} d\kappa_0\left(C_{+}^{'} + C_{-}^{'}\right)\Psi = \\ &= ik_1^0 R\left(C_{+}^{0} - C_{-}^{0}\right)\Psi_0 + i\int_0^{\infty} d\kappa_0 k_1 R\left(C_{+} - C_{-}\right)\Psi, \end{aligned} \qquad (21)$$

де штрих позначає диференціювання по куту ϕ. З рівнянь (14–15) та (20) отримаємо

$$\begin{aligned} &ik_1^0 R\left(C_{+}^{0'} - C_{-}^{0'}\right)\Psi_0 + \left(r^2 + 2rR + R^2\right)\cdot \\ &\cdot k_1^{0\,2}\Psi_0\left(C_{+}^{0} + C_{-}^{0}\right) + i\int_0^{\infty} d\kappa_0 k_1 R\left(C_{+}^{'} - C_{-}^{'}\right)\Psi + \\ &+ \left(r^2 + 2rR + R^2\right)\int_0^{\infty} d\kappa_0 k_1^2\left(C_{+} + C_{-}\right)\Psi = 0. \end{aligned} \qquad (22)$$

Помноживши рівняння (21–22) послідовно на Ψ_0 і Ψ, використовуючи умови ортогональності і нормування, отримуємо такі інтегро-диференційні рівняння для амплітуд розкладання (23–26):

$$C_{+}^{0'} - ik_1^0 R\, C_{+}^{0} = S_1 C_{+}^{0} + S_1 C_{-}^{0} + \int_0^{\infty} d\kappa_0\left(S_2 C_{+} + S_2 C_{-}\right); \qquad (23)$$

$$C_{-}^{0'} + ik_1^0 R\, C_{-}^{0} = -S_1 C_{+}^{0} - S_1 C_{-}^{0} - \int_0^{\infty} d\kappa_0\left(S_2 C_{+} + S_2 C_{-}\right); \qquad (24)$$

$$C_{+}^{'} - ik_1 R\, C_{+} = S_3 C_{+}^{0} + S_3 C_{-}^{0} + \int_0^{\infty} d\tilde{\kappa}_0\left(S_4\tilde{C}_{+} + S_4\tilde{C}_{-}\right); \qquad (25)$$

$$C_{-}^{'} + ik_1 R\, C_{-} = -S_3 C_{+}^{0} - S_3 C_{-}^{0} - \int_0^{\infty} d\tilde{\kappa}_0\left(S_4\tilde{C}_{+} + S_4\tilde{C}_{-}\right); \qquad (26)$$

де $S_1 = ik_1^0\left(J_1 + \frac{J_2}{2R}\right)$; $S_2(\kappa_0) = i\frac{k_1^2}{k_1^0}\left(J_3 + \frac{J_4}{2R}\right)$, (27)

$$S_3(\kappa_0) = i\frac{k_1^{02}}{k_1}\left(J_3 + \frac{J_4}{2R}\right);\ S_4(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0) = i\frac{\tilde{k}_1^2}{k_1}\left(J_5 + \frac{J_6}{2R}\right); \quad (28)$$

$$J_1 = \int_0^\infty dr\, r\frac{\Psi_0^2}{\varepsilon_p(r)};\ J_2 = \int_0^\infty dr\, r^2\frac{\Psi_0^2}{\varepsilon_p(r)};\ J_3 = \int_0^\infty dr\, r\frac{\Psi_0\Psi}{\varepsilon_p(r)};$$

$$J_4 = \int_0^\infty dr\, r^2\frac{\Psi_0\Psi}{\varepsilon_p(r)};\ J_5 = \int_0^\infty dr\, r\frac{\tilde{\Psi}\Psi}{\varepsilon_p(r)};\ J_6 = \int_0^\infty dr\, r^2\frac{\tilde{\Psi}\Psi}{\varepsilon_p(r)}.$$

Повернувшись згідно (13) до амплітуд $B_\pm^0(\phi)$, $B_\pm(\phi, \kappa_0)$, перетворимо рівняння (23–26) до виду

$$B_+^{0'} = A_1B_+^0 + A_2B_-^0 + \int_0^\infty d\kappa_0\left(A_3B_+ + A_4B_-\right); \quad (29)$$

$$B_-^{0'} = A_2^*B_+^0 + A_1^*B_-^0 + \int_0^\infty d\kappa_0\left(A_4^*B_+ + A_3^*B_-\right); \quad (30)$$

$$B_+^{'} = A_5B_+^0 + A_6B_-^0 + \int_0^\infty d\tilde{\kappa}_0\left(A_7\tilde{B}_+ + A_8\tilde{B}_-\right); \quad (31)$$

$$B_-^{'} = A_6^*B_+^0 + A_5^*B_-^0 + \int_0^\infty d\tilde{\kappa}_0\left(A_8^*\tilde{B}_+ + A_7^*\tilde{B}_-\right), \quad (32)$$

де $A_1 = S_1$, $A_2(\phi) = S_1\exp\left(-2ik_1^0R\,\phi\right)$;

$$A_3(\phi, \kappa_0) = S_2(\kappa_0)\exp\left(i(k_1 - k_1^0)R\,\phi\right);$$

$$A_4(\phi, \kappa_0) = S_2(\kappa_0)\exp\left(-i(k_1 + k_1^0)R\,\phi\right);$$

$$A_5(\phi, \kappa_0) = S_3(\kappa_0)\exp\left(i(k_1^0 - k_1)R\,\phi\right);$$

$$A_6(\phi, \kappa_0) = S_3(\kappa_0)\exp\left(-i(k_1^0 + k_1)R\,\phi\right);$$

$$A_7(\phi, \tilde{\kappa}_0, \kappa_0) = S_4(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0)\exp\left(i(\tilde{k}_1 - k_1)R\,\phi\right);$$

$$A_8(\phi, \tilde{\kappa}_0, \kappa_0) = S_4(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0)\exp\left(-i(\tilde{k}_1 + k_1)R\,\phi\right).$$

Граничні умови для (29–32):

$$B_+\left(\phi = 0, \kappa_0\right) = 0;\ B_-\left(\phi = \phi_0, \kappa_0\right) = 0. \quad (33)$$

Згідно цих умов отримаємо рівняння (34–37):

$$B_+^0 = 1 + \int_0^\phi d\phi\left(A_1B_+^0 + A_2B_-^0\right) + \int_0^\phi d\phi\int_0^\infty d\kappa_0\left(A_3B_+ + A_4B_-\right); \quad (34)$$

$$B_-^0 = \int_{\phi_0}^\phi d\phi\left(A_2^*B_+^0 + A_1^*B_-^0\right) + \int_{\phi_0}^\phi d\phi\int_0^\infty d\kappa_0\left(A_4^*B_+ + A_3^*B_-\right); \quad (35)$$

$$B_+ = \int_0^\phi d\phi\left(A_5B_+^0 + A_6B_-^0\right) + \int_0^\phi d\phi\int_0^\infty d\tilde{\kappa}_0\left(A_7\tilde{B}_+ + A_8\tilde{B}_-\right); \quad (36)$$

$$B_- = \int_{\phi_0}^\phi d\phi\left(A_6^*B_+^0 + A_5^*B_-^0\right) + \int_{\phi_0}^\phi d\phi\int_0^\infty d\tilde{\kappa}_0\left(A_8^*\tilde{B}_+ + A_7^*\tilde{B}_-\right). \quad (37)$$

Коефіцієнти A_i $(i = 1-8)$, визначені вище, мають сенс коефіцієнтів зв'язку для поверхневих хвиль які пройшли або відбилися, а також хвиль випромінювання між собою.

У роботі передбачається, що прямолінійні ділянки шару плазми на рис. 1 не дають вкладу в випромінювання. Тому при $A_i = 0\,(i = 1-8)$ при $\phi < 0$ і $\phi > \phi_0$.

Відзначимо, що при $R \to \infty$ інтеграли по ϕ, що входять в рівняння (34-37), прагнуть до нуля, оскільки коефіцієнти A_i $(i = 2-8)$ є осцилюючими функціями аргументу $R\phi$. Тому випромінювання зникає в разі прямолінійного шару однорідної плазми. Це говорить про те, що викривлення провідної поверхні є неоднорідністю, що приводить до перетворення енергії поверхневої хвилі в випромінювання.

Результати обчислень

Вирішивши рівняння (34–37), можна за допомогою формул (4) знайти компоненти електромагнітного поля і визначити вектори Пойнтінга для поверхневої і псевдоповерхневої хвиль. Вектор Пойнтінга для поверхневої хвилі має одну складову, спрямовану уздовж $\vec{e}_\phi$ або в зворотному напрямку. Коефіцієнти η_0^+ і η_0^- перетворення енергії поверхневої хвилі в енергію поверхневих хвиль які пройшли і відбилися відповідно визначаються співвідношеннями $\eta_0^+ = P_0^+ / P_0$; $\eta_0^- = P_0^- / P_0$, де P_0 потужність поверхневої хвилі, що приходить на вигин; $P_0^\pm$ – потужності поверхневих хвиль які пройшли і відбилися. Ці коефіцієнти виявляються рівними

$$\eta_0^\pm = \left|B_\pm^0(\phi_0)\right|^2. \quad (38)$$

Очевидно, величина $\Delta\eta = 1 - \eta_0^+ - \eta_0^-$ – є частка енергії поверхневої хвилі, яка перетворилася в випромінювання. Для знаходження вектора Пойнтінга поля випромінювання в дальній зоні треба обчислити асимптотику інтеграла в (10) [4–5]. В результаті отримуємо формули для кутового розподілу потужності випромінювання в дальній зоні

$$\frac{dP^\pm(\theta)}{d\theta} = \frac{ck}{32\pi}\sin^2(2\theta)\left|B_\pm\left(k\sin\theta, \pm k\cos\theta, \phi_0\right)\right|^2, \quad (39)$$

де знак + відноситься до випромінювання під гострими кутами $(0 < \theta < \pi/2)$, а знак – під тупими кутами $(\pi/2 < \theta < \pi)$.

Формули (39) дозволяють визначити діаграму спрямованості, в тому числі і нормовану діаграму спрямованості (НДС). Коефіцієнти η^+, η^- перетворення енергії поверхневої хвилі в енергію випромінювання під гострими і тупими кутами відповідно визначаються співвідношеннями

$$\eta+ = \int_0^{\pi/2} d\theta\frac{dP^+(\theta)}{d\theta}\Big/P_0;\ \eta^- = \int_{\pi/2}^{\pi} d\theta\frac{dP^-(\theta)}{d\theta}\Big/P_0.$$

Щоб вигин на невеликий кут (1) був малою неоднорідністю, довжина поверхневої хвилі λ пови-

нна перевищувати довжину дуги вигину, тобто повинна виконуватися умова $\lambda >> R\phi_0$.

У нульовому наближенні поверхнева хвиля проходить через вигин без спотворення. Це відповідає таким амплітудам: $B_+^0 = 1$, $B_-^0 = B_+ = B_- = 0$. Підставляючи ці значення в праві частини рівнянь (34–37), отримаємо амплітуди в першому наближенні по малій неоднорідності. У цій роботі ми обмежимося цим наближенням.

Розв'язок задачі повністю визначається завданням 4-х параметрів. Це кут ϕ_0, щільність плазми або її діелектрична проникність ε_p (3), електричний радіус кривизни вигину R/λ_0, електрична товщина шару плазми a/λ_0, де $\lambda_0 = 2\pi c/\omega$ – довжина хвилі у вакуумі. Результати обчислень при деяких значеннях цих параметрів приведені на рис. 2–3.

На рис. 2 показані нормовані діаграми спрямованості (НДС), обчислені при $\phi_0 = 0,3$, $R/\lambda_0 = 0,5$, $a/\lambda_0 = 0,05$.

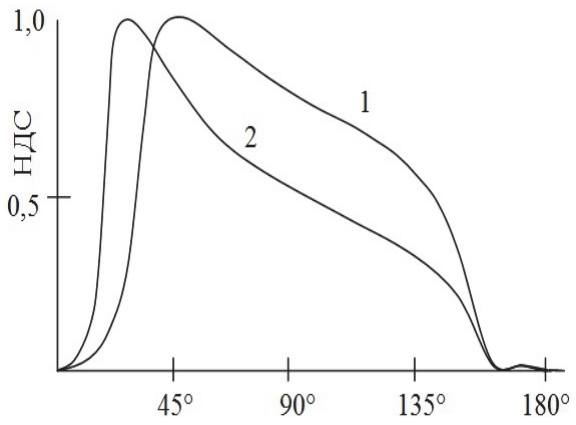

Рис. 2. Нормовані діаграми спрямованості, обчислені при $\phi_0 = 0,3$; $R/\lambda_0 = 0,5$; $a/\lambda_0 = 0,05$

Крива 1 відповідає значенню діелектричної проникності $\varepsilon_p = -1,1$. При цьому отримані наступні величини: $\xi = 1,21$; $\eta_0^+ = 0,851$; $\eta_0^- = 0,127$; $\Delta\eta = 0,022$; $\eta^+/\eta^- = 2,4$, $\theta_m = 45^0$ – кут, під яким випромінювання максимальне. Крива 2 відповідає значенню $-\varepsilon_p = -2,0$.

Для цього значення: ε_p: $\xi = 1,1$; $\eta_0^+ = 0,717$; $\eta_0^- = 0,268$; $\Delta\eta = 0,015$; $\eta^+/\eta^- = 3,4$, $\theta_m = 28^0$. Видно, що НДС має одну пелюстку, спрямовану під гострим кутом. Ширина пелюстки і положення її максимуму Δ_m зменшуються з ростом щільності плазми n_e, а η^+/η^- зростає.

Іншими словами, з ростом n_e поліпшується гостронаправленість випромінювання. Частка енергії $\Delta\eta$ поверхневої хвилі, трансформованої у випромінювання, дещо зменшується з ростом n_e і становить приблизно 1–2 %.

На рис. 3 представлені результати обчислень при наступних параметрах задачі $\phi_0 = 0,3$; $R/\lambda_0 = 1,0$; $a/\lambda_0 = 0,03$.

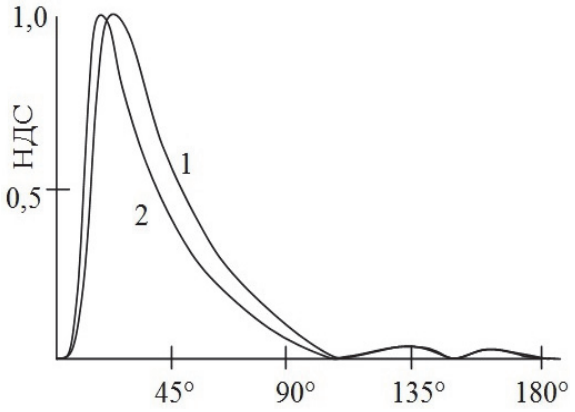

Рис. 3. Нормовані діаграми спрямованості, обчислені при $\phi_0 = 0,3$; $R/\lambda_0 = 1$; $a/\lambda_0 = 0,03$

Крива 1 отримана при $\varepsilon_p = -2,0$. При цьому отримані наступні величини: $\xi = 1,04$; $\eta_0^+ = 0,747$; $\eta_0^- = 0,138$; $\Delta\eta = 0,115$; $\eta^+/\eta^- = 19,1$; $\theta_m = 18^0$. Крива 2 відповідає значенню $-\varepsilon_p = -7,0$. Для цього значення: $\xi = 1,02$; $\eta_0^+ = 0,592$; $\eta_0^- = 0,324$; $\Delta\eta = 0,085$; $\eta^+/\eta^- = 28$; $\theta_m = 11^0$. Видно, що ширина пелюстки НДС і положення її максимуму Δ_m зменшуються з ростом щільності плазми n_e, а відношення η^+/η^- зростає. Тобто, як і в попередньому випадку, з ростом n_e гостронаправленість випромінювання стає гострішою. Частка енергії $\Delta\eta$ поверхневої хвилі, трансформованої у випромінювання, становить приблизно 10 %. В обох випадках гостро направленість поліпшується при зменшенні уповільнення поверхневої хвилі. Відзначимо, що подібний результат для вигину імпедансної площини був отриманий в роботі [6].

Висновки

У даній роботі теоретично досліджується модель петльової плазмової антени, що являє собою плоский шар плазми на металевій підкладці з малим кутом вигину. У роботі обчислені нормовані діаграми спрямованості і коефіцієнти перетворення енергії поверхневої хвилі для різних параметрів задачі. Було показано, що в випромінювання перетворюється до 10% енергії поверхневої хвилі при куті вигину площини у 0.3 радіан. Діаграми спрямованості мають одну пелюстку з максимумом під гострими кутами, і ріст густини плазми призводить до змен-

шення кута з максимумом випромінювання і ширини діаграми спрямованості.

В роботі показано, що використання плаского шару плазми з малим вигином дозволяє рекомендувати наведену фізичну модель для розв'язку задач підвищення скритності антенних систем, що випромінюють.

Список літератури

1. Истомин Е.Н. Плазменный несимметричный вибратор с возбуждением поверхностной волной / Е.Н. Истомин, Д.М. Карфидов, И.М. Минаев и др. // Физика плазмы. – 2006. – 32, № 5. – С. 423-435.

2. Jenn D.C. Plasma antennas: Survey of Techniques and the Current State of the Art / D.C. Jenn // Naval Postgraduate School, Prepared for SPAWWAR PMW 189. San Diego, 2003. – 27 p.

3. Кириченко Ю.В. Цилиндрическая плазменная антенна с сильной продольной неоднородностью плотности / Ю.В. Кириченко // Радиотехника и электроника. – 2017. – 62, № 2. – С. 165-174.

4. Степанков М.М. Шляхи вдосконалення методів отримання і обробки інформації у засобах повітряної радіотехнічної розвідки / М.М. Степаненков, А.В. Кобзєв, В.В. Романенко // Наука і техніка Повітряних Сил Збройних Сил України. – 2017. – № 2(27). – С. 121-123.

5. Карпенко Д.В. Стан та перспективи розвитку зенітного ракетного озброєння Повітряних Сил Збройних Сил України / Д.В. Карпенко // Наука і техніка Повітряних Сил Збройних Сил України. – 2017. – № 2(27). – С. 75-78.

6. Шевченко В.В. Прохождение поверхностной волны через изгиб плоской направляющей поверхности / В.В. Шевченко // Радиотехника и электроника. – 1963. – 8, № 12. – С. 1963-1970.

7. Шевченко В.В. Плавные переходы в открытых волноводах. Введение в теорию / В.В. Шевченко. – М.: Наука, 1969. – 191 с.

Надійшла до редколегії 26.05.2017

Рецензент: д-р. техн. наук проф. Л.Ф. Купченко, Харківський національний університет Повітряних Сил ім І. Кожедуба.

ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПЛОСКОГО СЛОЯ ПЛАЗМЫ С МАЛЫМ ИЗГИБОМ В АНТЕННЫХ СИСТЕМАХ

Ю.В. Кириченко, В.Д. Карлов, А.С. Кийко

Особенности локации целей с малой эффективной отражающей поверхностью, свидетельствует о том, что наиболее сильно блестящими точками на самолетах являются антенные системы. Уменьшение эффективной отражающей поверхности этих антенных систем является одним из актуальных заданий радиолокации. Поэтому актуальной задачей является рассмотрение возможности создания специфических антенных систем, которые владеют минимальной эффективной отражающей поверхностью в режиме неизлучения, и позволяют лоцировать цели как в передней полусфере для самолетов, так и в задней, в случае их установки на вертолетах. В данной работе представлены результаты теоретического исследования модели петлевой плазменной антенны, которая представляет собой плоский слой плазмы на металлической подкладке с малым углом изгиба. Приведены результаты расчета диаграмм направленности и коэффициентов превращения энергии поверхностной волны для разных параметров задания. Показано, что в излучение преобразуется до 10 % энергии поверхностной волны, а диаграммы направленности имеют один лепесток с максимумом под острыми углами.

Ключевые слова: *петлевые антенны, холодная плазма, диаграмма направленности, замедления поверхностной волны.*

FEATURES OF USING THE FLAT PLASMA LAYER WITH SMALL BENDING ANGLE IN ANTENNA SYSTEMS

Yu. Kirichenko, V. Karlov, A. Kiyko

Plasma antennas are the subject of intense theoretical and experimental studies. One of the types of plasma antennas is the so-called loop antenna, which is a curved gas discharge tube filled with cold plasma. An angle and curvature radius of the tube significantly affects radiation pattern and intensity of this antenna. In this paper, we theoretically study the model of the plasma loop antenna, which is a flat layer of plasma on a metal substrate with a small bending angle. Radiation patterns and energy transformation coefficients of the surface wave have been calculated for various parameters of the problem. It has been shown that up to 10 % of the surface wave energy is converted into radiation at a bending angle of 0.3 rad. Radiation patterns have one petal with a maximum at acute angles.

Keywords: *loop antennas, cold plasma, beam pattern.*