

*МНО*

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ

ISSN 0485-8972

# РАДИО- ТЕХНИКА

**161/2010**



## СОДЕРЖАНИЕ

|   |   |     |
|---|---|-----|
|   | <i>Я.С. Шифрин</i> К сорокалетию статистической теории антенн   | 6   |
| математическим  | <i>А.И. Лучанинов, Д.С. Гавва, Е.В. Крикун, Ю.В. Скорикова</i> Математическая модель реконфигурируемых антенн   | 25  |
|   | <i>А.Г. Шубов</i> О некоторых подходах к созданию систем беспроводной передачи энергии  | 37  |
|   | <i>И.С. Фалькович, А.А. Коноваленко, А.А. Гридин, Л.Г. Содин, И.Н. Бубнов, Н.Н. Калинин, С.Л. Рашковский, Д.В. Муха, А.П. Резник</i> Широкополосный высоколинейный активный диполь для низкочастотной радиоастрономии | 52  |
|   | <i>В.А. Усин, В.И. Марков, С.В. Помазанов, А.В. Усина, А.Б. Филоненко</i> Проблемные вопросы технологии настройки и калибровки ФАР  | 64  |
| м. главного редак-<br>ценко, канд. техн.<br>р.; Ю.Е. Гордиенко<br>техн. наук, проф.<br>р.; В.М. Кузмичев<br>ов, академик НАН<br>техн. наук, проф.<br>С. Сундучков, д-р<br>проф. | <i>А.А. Желанов, А.А. Жалило, В.М. Шокало</i> Дифференциальный метод и алгоритмы высокоточного позиционирования с использованием фазовых GPS наблюдений разностной частоты  | 72  |
|   | <i>И.Е. Антипов, А.А. Костыря, М.А. Шернин</i> Моделирование характеристик метеорного радиоканала для формирования случайных числовых последовательностей   | 82  |
|   | <i>А.И. Цопа</i> Критерии оценки и пути повышения защищенности каналов связи цифровых систем передачи информации на физическом уровне   | 87  |
|   | <i>Л.А. Власенко, А.Г. Руткас</i> О математическом моделировании переходных процессов в нелинейных цепях с распределенными и сосредоточенными параметрами   | 97  |
|   | <i>Л.А. Власенко, А.Г. Руткас</i> Переходные процессы в цепях с диспергирующими многопроводными линиями передачи  | 105 |
| радиоэлектроники,<br>роники (ХНУРЭ),  | <i>А.В. Усина, С.В. Помазанов</i> Применение многоканального зонда для измерения параметров современных антенных систем   | 115 |
|   | <i>Ю.Б. Гимпелевич, И.Б. Широков, С.Н. Поливкин</i> Обобщенная математическая модель гомодинного преобразователя частоты при дискретном изменении фазы зондирующего сигнала   | 119 |
|   | <i>К.С. Васюта</i> Анализ свойств $\alpha$ -стабильных (мультифрактальных) процессов в псевдофазовом пространстве с использованием BDS статистики   | 126 |
|   | <i>С.П. Гулин</i> Характеризация реактивных нелинейных схемных элементов на основе концепции управляемого динамического насыщения   | 131 |
|   | <i>В.А. Дорошенко, Ю.Д. Шимук</i> Рассеивание поля точечного монохроматического источника полупрозрачным биконусом  | 143 |
|   | <i>А.М. Иваницкий, М.В. Рожновский</i> Исследование пьезокерамических резонаторов при экспосинусоидальном воздействии   | 149 |
|   | <i>В.М. Карташов, А.В. Волох</i> Анализ тел неопределенности простых зондирующих сигналов радиоакустических систем  | 157 |
|   | <i>В.М. Карташов, С.В. Пащенко</i> Исследование форм представления тел рассеяния  | 163 |
|   | <i>А.Ю. Панченко</i> О теоретической калибровке сорбционных резонаторных гигросенсоров СВЧ диапазона  | 171 |
|   | <i>В.Г. Котух, В.И. Степаненко, Д.А. Кливенкова, О.Е. Деменко</i> Технологические основы герметизации и контроля герметичности корпусов датчиков из алюминиевых сплавов микроплазменной и лазерной сваркой            | 177 |
|   | <i>И.Н. Бондаренко, Ю.С. Васильев, А.С. Жижирый, А.Л. Ищенко</i> Измеритель АЧХ элементов СВЧ тракта миллиметрового диапазона   | 181 |
|   | РЕФЕРАТЫ  | 186 |

## РАСSEИВАНИЕ ПОЛЯ ТОЧЕЧНОГО МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА ПОЛУПРОЗРАЧНЫМ БИКОНОСОМ

### Введение

В последнее время повысился интерес к исследованию рассеяния электромагнитных волн на неидеально проводящих структурах, которые являются моделями элементов современных радиофизических и радиотехнических устройств [1]. Замена идеально проводящих структур неидеально проводящими значительно расширяет область их практического использования. Так, применение сверхпроводящих систем способствует передаче на большие расстояния электромагнитной энергии практически без потерь и искажений [1]. Покрытие поверхности плёнкой или слоем не только защищает от повреждений, но также влияет на её электродинамические характеристики [2], вследствие чего возникает возможность ими управлять. Рассеивающие свойства конусов и биконусов, обладающих широкополосными свойствами, более века привлекают внимание исследователей [3]. В отличие от канонических неидеально проводящих структур (диэлектрические шар, цилиндр), для которых получены строгие решения краевых электродинамических задач, неидеально проводящие, в том числе и диэлектрические, конусы и биконусы занимают особое место. Наличие конической вершины делает строгое решение соответствующей краевой задачи проблематичным, а для диэлектрических конусов и биконусов решения строгих электродинамических задач неизвестны. Создание физических и математических моделей рассеяния электромагнитных волн на импедансных конических и биконических структурах является актуальным, а результаты исследований соответствующих краевых электродинамических задач могут эффективно использоваться на этапах проектирования и разработки современных антенных систем, радиолокационных комплексов и электронных приборов.

Цель работы - исследование задачи рассеяния поля радиального электрического диполя на полупрозрачной биконической структуре, способной как пропускать поле, так его и отражать, и являющейся моделью проволочного биконического отражателя.

### Формулировка математической задачи

Рассмотрим задачу возбуждения электрическим радиальным диполем полупрозрачного биконуса  $\Sigma$  (рис. 1), состоящего из двух соосных полубесконечных круговых конусов  $\Sigma_1$  и  $\Sigma_2$  ( $\Sigma = \Sigma_1 \cup \Sigma_2$ ) с параметрами прозрачности  $W_s$ ,  $s = 1, 2$ , и углами раскрытия  $2\gamma_s$  соответственно. Поле диполя  $\vec{E}_0$ ,  $\vec{H}_0$ , который расположен внутри и на оси конуса  $\Sigma_2$ , меняется по закону  $e^{iaot}$ ,  $a = \pm 1$ . Требуется найти в присутствии биконуса и источника поле  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ , удовлетворяющее:

1. Уравнениям Максвелла вне биконуса и источника:
2. Краевым условиям на поверхности биконуса:

$$\vec{n}_s \times \left\{ \vec{n}_s \times \left[ \vec{E}^+ + \vec{E}^- \right] \right\} = 2\tilde{P}_s \vec{n}_s \times L \left[ \vec{H}^+ - \vec{H}^- \right], \quad (1)$$

$$\vec{n}_s \times \vec{E}^+ = \vec{n}_s \times \vec{E}^-, \quad (2)$$

где  $\vec{E}^\pm = \vec{E}|_{\theta=\gamma_s, \pm 0}$ ;  $\tilde{P}_s = \frac{w}{q} W_s \sin \gamma_s$ ,  $q = iak$ ,  $k = \omega\sqrt{\epsilon\mu}$ ,  $w = \sqrt{\mu/\epsilon}$ ,  $\epsilon$  и  $\mu$  - проницаемости среды, в которую помещен биконус,  $\vec{n}_s$  - нормаль к поверхности конуса  $\Sigma_s$  (рис.1),  $L$  - дифференциальный оператор 2-го порядка.

3. Условию на бесконечности.
4. Условию ограниченности энергии.

Условия (2) – (4) обеспечивают единственность решения электродинамической задачи [4]. Искомое поле  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  представим в виде

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_1, \quad \vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_1, \quad (3)$$

где  $\vec{E}_1$ ,  $\vec{H}_1$  – поле, обусловленное присутствием биконуса. Введем сферическую систему координат  $r, \theta, \varphi$  с началом в центре биконической структуры ( $r = 0$ ), в которой уравнение конуса  $\Sigma_s$  запишется в виде  $\theta = \gamma_s$ , а дифференциальный оператор в (1) определяется так:

$$Lg = \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} - q^2 \right) (rg).$$

Для удобства решения краевой задачи (1) – (4) используем электрический потенциал Дебая  $v$ , через который выражаются составляющие электромагнитного поля [4]. Введенный потенциал удовлетворяет:

1. Уравнению Гельмгольца всюду вне биконуса и источника;
2. Краевым условиям, соответствующим (1), (2) [5],

$$v|_{\Sigma_s} - W_s \sin \gamma_s \left( \frac{\partial}{\partial \theta} v^+ - \frac{\partial}{\partial \theta} v^- \right) \Big|_{\Sigma_s} = 0, \quad (4)$$

$$v^+ = v^-; \quad (5)$$

3. Принципу предельного поглощения;
4. Условию ограниченности энергии.

Решение смешанной краевой задачи математической физики относительно  $v$  ищем с помощью интегрального преобразования Конторовича – Лебедева с ядром в виде функции Макдональда  $K_{it}(qr)$

$$\hat{f}(\tau) = \int_0^{+\infty} f(r) \frac{K_{it}(qr)}{\sqrt{r}} dr \quad (6)$$

$$f(r) = \frac{2}{\pi^2} \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{sh} \pi \tau \hat{f}(\tau) \frac{K_{it}(qr)}{\sqrt{r}} d\tau. \quad (7)$$

В соответствии со структурой поля (3) потенциал  $v$  для полного поля  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  запишем так:  $v = v_0 + v_1$ , а искомый потенциал поля  $\vec{E}_1$ ,  $\vec{H}_1$  представим в соответствии с (6), (7):

$$v_1 = \frac{\hat{p}}{2\pi^2 r_0} \int_0^{\infty} \tau \operatorname{th} \pi \tau \frac{K_{it}(qr_0)}{\sqrt{r_0}} \frac{K_{it}(qr)}{\sqrt{r}} P_{-1/2+it}(\cos \gamma_2) \hat{U}_{it}(\theta, \varphi) d\tau,$$

$$U_{0,\tau}(\theta, \theta_0) = \begin{cases} \alpha_0 P_{-1/2+it}(\cos \theta), & 0 < \theta < \gamma_1, \\ \beta_0 P_{-1/2+it}(\cos \theta) + \xi_0 P_{-1/2+it}(-\cos \theta) & \gamma_1 < \theta < \gamma_2, \\ \xi_0 P_{-1/2+it}(-\cos \theta) & \gamma_2 < \theta < \pi, \end{cases}$$

где  $\hat{p}$  – известная величина, связанная с моментом диполя, а неизвестные коэффициенты  $\alpha_0, \beta_0, \xi_0, \eta_0$  находятся из условий (4), (5). В результате получаем  $v_1$ , который в области  $\gamma_2 < \theta < \pi$  записывается в виде

$$v_1 = \frac{\hat{p}}{2\pi^2 r_0} \int_0^{\infty} \tau \operatorname{th} \pi \tau \frac{K_{it}(qr_0)}{\sqrt{r_0}} \frac{K_{it}(qr)}{\sqrt{r}} \eta_0 P_{-1/2+it}(\cos \gamma_2) P_{-1/2+it}(-\cos \theta) d\tau, \quad (8)$$

$$\eta_0 = \frac{W_1 P_{-1/2+i\tau}(\cos \gamma_2) \frac{2}{\pi} ch\pi\tau - \Delta_{i\tau}(\gamma_1, \gamma_2) P_{-1/2+i\tau}(\cos \gamma_1) + W_2 \frac{2}{\pi} ch\pi\tau [P_{-1/2+i\tau}(\cos \gamma_1)]^2}{\Delta_{i\tau}(\gamma_1, \gamma_2) P(\cos \gamma_1) P_{-1/2+i\tau}(-\cos \gamma_2) - \frac{4}{\pi^2} ch^2 \pi\tau W_1 W_2 - \frac{2}{\pi} ch\pi\tau T_{i\tau}(W_1, W_2, \gamma_1, \gamma_2)}, \quad (3)$$

где

$$\Delta_{i\tau}(\gamma_1, \gamma_2) = P_{-1/2+i\tau}(\cos \gamma_1) P_{-1/2+i\tau}(-\cos \gamma_2) - P_{-1/2+i\tau}(-\cos \gamma_1) P_{-1/2+i\tau}(\cos \gamma_2),$$

$$T_{i\tau}(W_1, W_2, \gamma_1, \gamma_2) = W_2 P_{-1/2+i\tau}(\cos \gamma_1) P_{-1/2+i\tau}(-\cos \gamma_1) + W_1 P_{-1/2+i\tau}(\cos \gamma_2) P_{-1/2+i\tau}(-\cos \gamma_2).$$

В случае полупрозрачного конуса с вставкой в виде сплошного идеально проводящего конуса ( $W_1 = 0$ ) имеем

$$\eta_0 = \frac{-\Delta_{i\tau}(\gamma_1, \gamma_2) + W_2 \frac{2}{\pi} ch\pi\tau P_{-1/2+i\tau}(\cos \gamma_1)}{\Delta_{i\tau}(\gamma_1, \gamma_2) P_{-1/2+i\tau}(-\cos \gamma_2) - W_2 \frac{2}{\pi} ch\pi\tau P_{-1/2+i\tau}(-\cos \gamma_1)}.$$

Для одиночного полупрозрачного конуса  $\Sigma_2$  ( $W_1 \rightarrow \infty$ ) получаем:

$$\eta_0 = \frac{P_{-1/2+i\tau}(\cos \gamma_2)}{-\frac{2}{\pi} W_2 ch\pi\tau - P_{-1/2+i\tau}(\cos \gamma_2) P_{-1/2+i\tau}(-\cos \gamma_2)}.$$

Под спектром рассматриваемой краевой задачи понимается множество полюсов подынтегральной функции в представлении (8) после перехода к интегрированию по мнимой оси ( $\tilde{\mu} = i\tau$ ). Существенным является тот факт, что спектральными параметрами данной краевой задачи являются углы раскрытия конусов  $\gamma_1, \gamma_2$  и параметры прозрачности конусов  $W_1, W_2$ . Спектр краевой задачи в случае полупрозрачного биконуса определяется корнями такого уравнения:

$$\Delta_{\tilde{\mu}} P_{-1/2+\tilde{\mu}}(\cos \gamma_1) P_{-1/2+\tilde{\mu}}(-\cos \gamma_2) - \frac{4}{\pi^2} W_1 W_2 \cos^2 \pi \tilde{\mu} - \frac{2}{\pi} \cos \pi \tilde{\mu} T_{\tilde{\mu}} = 0. \quad (9)$$

В случае полупрозрачного конуса со вставкой в виде сплошного конуса уравнение имеет вид

$$\Delta_{\tilde{\mu}} P_{-1/2+\tilde{\mu}}(-\cos \gamma_2) - W_2 \frac{2}{\pi} \cos \pi \tilde{\mu} P_{-1/2+\tilde{\mu}}(-\cos \gamma_1) = 0, \quad (10)$$

а для одиночного полупрозрачного конуса  $\Sigma_2$

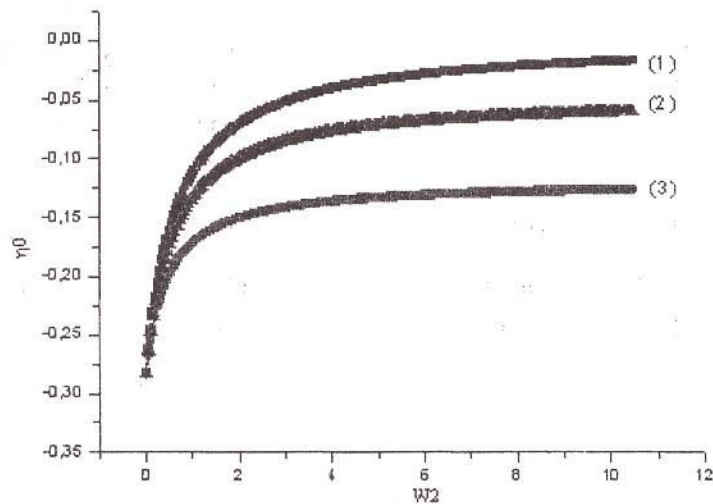
$$-\frac{2}{\pi} W_2 \cos \pi \tilde{\mu} - P_{-1/2+\tilde{\mu}}(\cos \gamma_2) P_{-1/2+\tilde{\mu}}(-\cos \gamma_2) = 0. \quad (11)$$

Следует отметить, что наименьшее из спектральных значений  $\mu_0$ , являющимся решением уравнений (9)-(11) определяет поведение поля вблизи центра биконической поверхности или вершины конуса:

$$|\vec{E}| \sim |qr|^{-3/2+\mu_0}, \quad |\vec{H}| \sim |qr|^{-1/2+\mu_0}, \quad |qr| \ll 1. \quad (12)$$

### Численные результаты

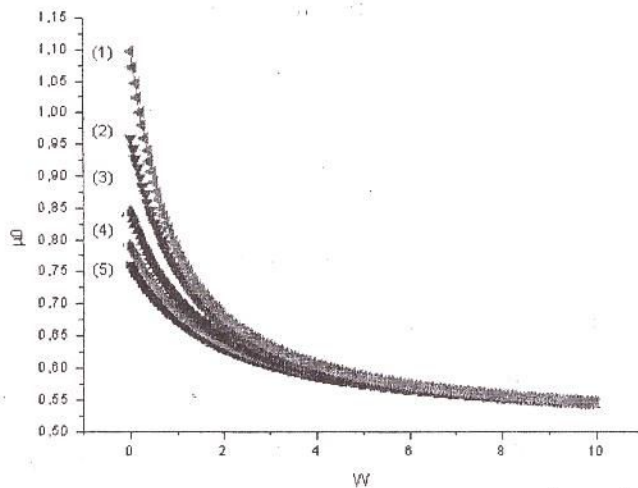
На рис. 1 приведены зависимости коэффициентов  $\eta_0$  для одиночного полупрозрачного конуса, полупрозрачного конуса со сплошной вставкой и полупрозрачного биконуса от параметра полупрозрачности внешнего конуса при условии, что  $\tau = 1$ . Из графиков видно, что наибольшее значение модуля плотности поверхностного тока соответствует полупрозрачному конусу со сплошной вставкой, наименьшее – одиночному полупрозрачному конусу, что связано с особенностями рассеивающих поверхностей.



- (1) одиночный полупрозрачный конус,  $\gamma = \pi/3$ ;  
 (2) полупрозрачный биконус,  $\gamma_1 = \pi/8, \gamma_2 = \pi/3, W_1 = 1$ ;  
 (3) полупрозрачный конус с внутренним экраном  $\gamma_1 = \pi/8, \gamma_2 = \pi/3$ .

Рис. 1

На рис. 2 представлены кривые зависимостей наименьшего спектрального значения  $\mu_0$  для одиночного полупрозрачного конуса от параметра полупрозрачности при разных углах раскрытия конуса. Из графиков и (12) следует, что при увеличении угла полураскрытия конуса особенность поля вблизи вершины ослабевает. Однако при увеличении параметра полупрозрачности наблюдается усиление особенности поля.

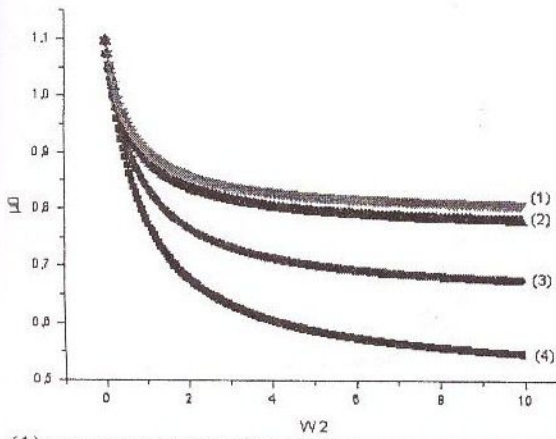


- (1)  $\gamma = \frac{\pi}{3}$ ; (2)  $\gamma = \frac{\pi}{4}$ ; (3)  $\gamma = \frac{\pi}{6}$ ; (4)  $\gamma = \frac{\pi}{8}$ ; (5)  $\gamma = \frac{\pi}{10}$

Рис. 2

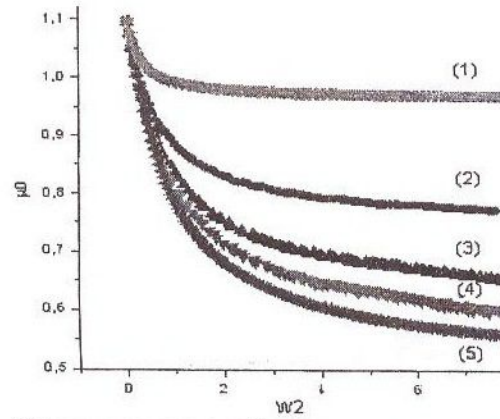
На рис. 3 для сравнения представлены кривые зависимости наименьшего спектрального значения для одиночного полупрозрачного конуса (кривая 4) и для конической структуры, состоящей из полупрозрачного конуса со сплошной идеально проводящей вставкой (кривые 1 – 3).

Из рис. 3 и выражения (12) заключаем, что наличие вставки уменьшает особенность электромагнитного поля вблизи вершины полупрозрачного конуса. Из графиков также можно заключить, что с расширением внутреннего конуса в случае структуры, состоящей из полупрозрачного конуса со сплошной вставкой, особенность электромагнитного поля вблизи вершины ослабевает.



- (1) полупрозрачный конус со сплошным экраном,  $\gamma_1 = \pi/8, \gamma_2 = \pi/3$ ;  
 (2) полупрозрачный конус со сплошным экраном,  $\gamma_1 = \pi/10, \gamma_2 = \pi/3$ ;  
 (3) полупрозрачный конус со сплошным экраном,  $\gamma_1 = \pi/50, \gamma_2 = \pi/3$ ;  
 (4) одиночный полупрозрачный конус,  $\gamma = \pi/3$

Рис. 3



- (1) полупрозрачный конус со сплошным экраном,  $\gamma_1 = \pi/4, \gamma_2 = \pi/3$ ;  
 (2) полупрозрачный биконус,  $\gamma_1 = \pi/4, \gamma_2 = \pi/3, W_1 = 1$ ;  
 (3) полупрозрачный биконус,  $\gamma_1 = \pi/4, \gamma_2 = \pi/3, W_1 = 3$ ;  
 (4) полупрозрачный биконус,  $\gamma_1 = \pi/4, \gamma_2 = \pi/3, W_1 = 7$ ;  
 (5) одиночный полупрозрачный конус,  $\gamma = \pi/3$

Рис. 4

Анализ кривых на рис. 4 показывает, что наличие внутреннего экрана внутри полупрозрачного конуса влияет на значения  $\mu_0$ . Причем с уменьшением параметра полупрозрачности внутреннего конуса это значение увеличивается, а особенность поля вблизи вершины ослабевает. В предельном случае внутреннего сплошного идеально проводящего экрана ( $W_1 = 0$ )  $\mu_0$  принимает наибольшие значения, а особенность поля будет минимальной.

Анализ распределения плотности поверхностного тока в случае возбуждения электрическим радиальным диполем показал, что на конических поверхностях возбуждаются только радиальные токи, выражение для плотности которых имеет вид:

$$j_r = \frac{q}{w} \frac{1}{8W_2 \sin \gamma_2} \frac{\hat{p}}{r_0 \sqrt{rr_0}} \int_0^\infty \tau \frac{sh\pi\tau}{ch\pi\tau} e^{\pi\tau} P_{-1/2+i\tau}(\cos \gamma_2) M_{i\tau}(\gamma_2) H_{i\tau}^{(2)}(kr) H_{i\tau}^{(2)}(kr_0) d\tau,$$

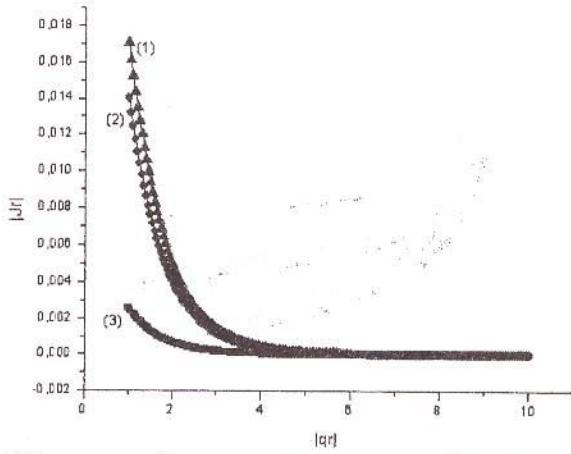
где

$$M_{i\tau}(\gamma_2) = P_{-1/2+i\tau}(-\cos \gamma_2) \eta_0 + 1,$$

а  $H_{i\tau}^{(2)}(kr)$  – функция Ханкеля второго рода.

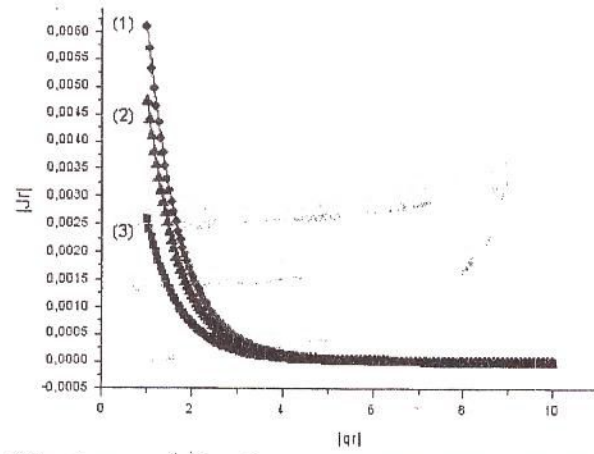
На рис. 5 представлены зависимости модулей плотности поверхностного тока от значения  $|qr|$  для одиночных полупрозрачного и сплошного конусов. Из графиков можно заключить, что при фиксированных  $|qr|$  в точке наблюдения на конусе наибольшие значения  $|j_r|$  соответствуют сплошному идеально проводящему конусу.

При увеличении параметра полупрозрачности  $W$  плотность тока в рассматриваемой точке уменьшается. При значениях  $|qr| > 4$  значение  $|j_r|$  пренебрежимо мало. Из этого можно сделать вывод, что при осесимметричном возбуждении полупрозрачного конуса результаты для полубесконечных конусов могут быть использованы для анализа распределения токов в случае конечного полупрозрачного конуса.



- (1) сплошной идеально проводящий конус,  $\gamma = \pi/3$ ;  
 (2) одиночный полупрозрачный конус,  $\gamma = \pi/3$ ,  $W = 0.1$ ;  
 (3) одиночный полупрозрачный конус,  $\gamma = \pi/3$ ,  $W = 3$ .

Рис. 5



- (1) полупрозрачный конус со сплошной вставкой,  $\gamma_1 = \pi/4$ ,  $\gamma_2 = \pi/3$ ,  $W_2 = 3$   
 (2) полупрозрачный конус со сплошной вставкой,  $\gamma_1 = \pi/8$ ,  $\gamma_2 = \pi/3$ ,  $W_2 = 3$   
 (3) одиночный полупрозрачный конус,  $\gamma = \pi/3$ ,  $W = 3$ .

Рис. 6

Из рис. 6 видно, что присутствие сплошной вставки внутри полупрозрачного конуса усиливает плотность поверхностного тока. Также плотность тока увеличивается при увеличении угла полураскрыва внутреннего конуса для конической структуры, состоящей из полупрозрачного конуса со вставкой в виде сплошного идеально проводящего конического экрана.

### Заключение

Впервые рассмотрена задача возбуждения полупрозрачного биконуса электрическим радиальным диполем. Решение рассматриваемой краевой задачи найдено с привлечением потенциалов Дебая и интегральных преобразований Конторовича – Лебедева. Получены как численные, так и аналитические решения поставленной задачи в важных частных случаях. Изучено влияние поверхностных свойств структуры на ее рассеивающие свойства, в частности, на особенность поля вблизи вершины конической поверхности, характеризующуюся наименьшим спектральным значением. Получены аналитические решения для плотности поверхностного тока, изучено влияние поверхностных свойств сложной конической структуры на распределение тока.

**Список литературы:** 1. Кравченко В. Ф. Электродинамика сверхпроводящих структур. Теория, алгоритмы и методы вычислений. М.: Физматлит, 2006. 280с. 2. Масалов С. А., Рыжак А. В., Сухаревский О. И. и др. Физические основы диапазонных технологий типа «Стелс». Санкт-Петербург: ВКУ им. А. Ф. Можайского, 1999. 163с. 3. Philippe De Doncker. A potential integral equation methods for electromagnetic scattering by penetrable bodies // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 49, №7. 2001. P.1037-1042. 4. Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешников А.Г. Математические модели электродинамики. М.: Высш. шк., 1991. 224с. 5. Дорошенко В.А., Кравченко В.Ф. Дифракция электромагнитных волн на незамкнутых конических структурах. М.: Физматлит, 2009. 272с.

Харьковский национальный  
 университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 11.05.2010

УД  
 бла  
 вог  
 ми  
 иск  
 син  
 сво  
 лич  
 мер  
 дей  
 нен  
 при  
 про  
 связ  
 расл  
 тиж  
 ские  
 пом  
 какс  
 стат  
 при  
 пьеэ  
 вать  
 с по  
 ност  
 напр  
 E(t)  
 в оп  
 трич  
 хани  
 элек  
 где I  
 ческ  
 [5 –  
 ISSN