

## РАСЧЕТ ПОЛЯ ПОД ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ОЖИВАЛЬНЫМ ОБТЕКАТЕЛЕМ ПРИ ПАДЕНИИ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

С.В. Кукобко, В.Е. Кузнецов, к.т.н. А.З. Сазонов, д.т.н., проф. О.И. Сухаревский

*Разработана методика расчета поля под диэлектрическим оживальным обтекателем для случаев E- и H-поляризации падающей волны, основанная на решении интегральных уравнений относительно поля в слое обтекателя. Приведены амплитудное и фазовое распределения поля, рассчитанные по предлагаемой методике.*

**Постановка проблемы и анализ литературы.** Широкий диапазон изменения характеристик и параметров окружающей среды требует применения на летательном аппарате различного рода защитных средств, обеспечивающих его нормальную работу. К таким средствам относятся и *антенные радиопрозрачные обтекатели*. К антенным обтекателям предъявляется комплекс требований. Они должны обладать приемлемыми радиотехническими характеристиками и одновременно не ухудшать прочностных характеристик корпуса носителя, защищать антенны и бортовое оборудование от набегающего потока и других проявлений среды. Эффективность радиопрозрачного обтекателя определяется его способностью вносить минимальные искажения в структуру проходящей электромагнитной волны. В связи с этим на стадии проектирования обтекателей особый интерес вызывает исследование структуры поля, искаженного обтекателем.

Анализ работ, посвященных данному вопросу [1, 2], показывает, что в настоящее время при расчетах обтекателей используются методы геометрической оптики. Они дают приемлемые результаты только в случае, если обтекатель имеет малые кривизны поверхности, и не учитывают многократные переотражения волны между стенками обтекателя и расположенной в его основании аппаратурой. Эти методы также не позволяют произвести исследование структуры поля в присутствии обтекателя.

Таким образом, существует необходимость в разработке методики расчета электромагнитного поля в присутствии обтекателя (на основе решения интегральных уравнений относительно полного поля в слое обтекателя), не имеющей вышеуказанных недостатков.

**Цель статьи** – разработка методики расчета поля под диэлектрическим оживальным обтекателем при падении плоской электромагнитной волны для случая двумерной задачи, исследование амплитудной и фазовой

структур поля (Е- и Н-поляризации).

**Получение интегральных уравнений.** Для случая Е-поляризации в разрабатываемой методике предлагается использовать метод расчета поля [3], в котором для обтекателя  $D_2$ , выполненного из диэлектрика с относительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1$  (рис. 1), и соответствующих граничных условий получено интегральное представление для полного поля:

$$u(\bar{X}) = u_0(\bar{X}) - \int_{D_2} (k_1^2 - k_0^2) u(\bar{\xi}) F(\bar{X}, \bar{\xi}) ds_{\xi}, \quad (1)$$

где  $F(\bar{X}, \bar{\xi}) = \frac{1}{4j} H_0^{(1)}(k_0 |\bar{X} - \bar{\xi}|)$  – по-

ле токовой нити (вспомогательного источника), расположенной в точке  $\bar{\xi}$  ( $\bar{\xi} \in D_1$ ),  $H_0^{(1)}(z)$  – функция Ханкеля 1-го рода нулевого индекса,  $k_0$  – волновое число свободного пространства,  $\bar{X}$  – точка наблюдения,  $u_0(\bar{X})$  – источник первичной волны,  $u(\bar{\xi})$  – полное поле в точке  $\bar{\xi}$ ,  $ds_{\xi}$  – дифференциал площади. В случае Н-поляризации полное поле должно удовлетворять следующим граничным условиям:

$$\left. \begin{aligned} u^+(\bar{\xi}) &= u^-(\bar{\xi}); \\ \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial u^+(\bar{\xi})}{\partial n_{\xi}} &= \frac{1}{\epsilon_1} \frac{\partial u^-(\bar{\xi})}{\partial n_{\xi}} \end{aligned} \right\} \text{ для всех } \bar{\xi} \in S_1 \cup S_2,$$

где  $u^+(\bar{\xi})$ ,  $\frac{\partial u^+(\bar{\xi})}{\partial n_{\xi}}$ ,  $u^-(\bar{\xi})$ ,  $\frac{\partial u^-(\bar{\xi})}{\partial n_{\xi}}$  – граничные значения на  $S_1 \cup S_2$  полного поля и его нормальной производной со стороны выбранного направления нормали  $\vec{n}$  и с противоположной стороны.

По аналогии со случаем Е-поляризации, применяя 2-ю формулу Грина последовательно к областям  $D_1$ ,  $D_2$ ,  $D_3$  и используя граничные условия, получаем интегральное представление для полного поля:

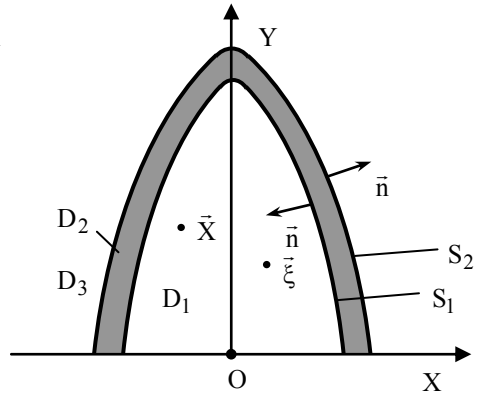


Рис. 1. К получению интегральных уравнений

$$u(\vec{\bar{X}}) = u_0(\vec{\bar{X}}) + \left( \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0} - 1 \right) \int_S F(\vec{\bar{X}}, \vec{\bar{\xi}}) \frac{\partial u^-(\vec{\bar{\xi}})}{\partial n_\xi} dI_\xi - \int_{D_2} (k_1^2 - k_0^2) u(\vec{\bar{\xi}}) F(\vec{\bar{X}}, \vec{\bar{\xi}}) ds_\xi. \quad (2)$$

В качестве источника первичной волны  $u_0(\vec{\bar{X}})$  в нашем случае выберем плоскую электромагнитную волну. Поместив точку наблюдения  $\vec{\bar{X}}$  в выражениях (1) и (2) в область  $D_2$  и найдя решения полученных уравнений, можно рассчитать полное поле при соответствующих поляризациях в любой точке вне обтекателя.

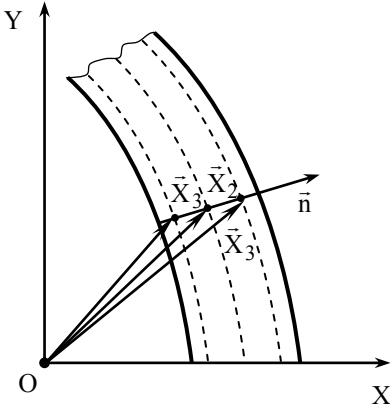


Рис. 2. Расположение точек по слоям внутри обтекателя

**Методика расчета.** Как видим из выражения (2), в этом случае присутствует дополнительно интеграл по поверхности обтекателя. Для получения производной вдоль нормали на поверхности обтекателя (рис. 2), воспользуемся интерполяционной формулой Лагранжа

$$u(\vec{\bar{\xi}}(\theta_0)) \approx u(\vec{\bar{X}}_1(\theta_0)) \frac{(\vec{\bar{\xi}} - \vec{\bar{X}}_2)(\vec{\bar{\xi}} - \vec{\bar{X}}_3)}{(\vec{\bar{X}}_1 - \vec{\bar{X}}_2)(\vec{\bar{X}}_1 - \vec{\bar{X}}_3)} +$$

$$+ u(\vec{\bar{X}}_2(\theta_0)) \frac{(\vec{\bar{\xi}} - \vec{\bar{X}}_1)(\vec{\bar{\xi}} - \vec{\bar{X}}_3)}{(\vec{\bar{X}}_2 - \vec{\bar{X}}_1)(\vec{\bar{X}}_2 - \vec{\bar{X}}_3)} + u(\vec{\bar{X}}_3(\theta_0)) \frac{(\vec{\bar{\xi}} - \vec{\bar{X}}_1)(\vec{\bar{\xi}} - \vec{\bar{X}}_2)}{(\vec{\bar{X}}_3 - \vec{\bar{X}}_1)(\vec{\bar{X}}_3 - \vec{\bar{X}}_2)}.$$

Соответственно, производная по нормали приближенно равна

$$\frac{\partial u^-(\vec{\bar{\xi}}(\theta_0))}{\partial n_\xi} \approx u(\vec{\bar{X}}_1(\theta_0)) \frac{(2\vec{\bar{\xi}} - (\vec{\bar{X}}_3 - \vec{\bar{X}}_2))}{(\vec{\bar{X}}_1 - \vec{\bar{X}})} + u(\vec{\bar{X}}_2(\theta_0)) \frac{(2\vec{\bar{\xi}} - (\vec{\bar{X}}_1 - \vec{\bar{X}}_3))}{(\vec{\bar{X}}_2 - \vec{\bar{X}}_1)(\vec{\bar{X}}_2 - \vec{\bar{X}}_3)} +$$

$$+ u(\vec{\bar{X}}_3(\theta_0)) \frac{(2\vec{\bar{\xi}} - (\vec{\bar{X}}_1 - \vec{\bar{X}}_2))}{(\vec{\bar{X}}_3 - \vec{\bar{X}}_1)(\vec{\bar{X}}_3 - \vec{\bar{X}}_2)}.$$

Решение, как и в случае Е-поляризации, на каждом  $l$ -м ( $l = 1, 2, 3$ ) слое будем искать в виде отрезка ряда Фурье по косинусам

$$u(\theta_0) = \sum_{k=0}^N A_{lk} \cos(k\theta_0) \text{ и, следовательно:}$$

$$\frac{\partial u^-(\vec{\bar{\xi}}(\theta_0))}{\partial n_\xi} \approx \sum_{k=1}^N \cos(k\theta_0) \sum_{l=1}^3 A_{lk} (a_l \vec{\bar{X}} + b_l); \quad (3)$$

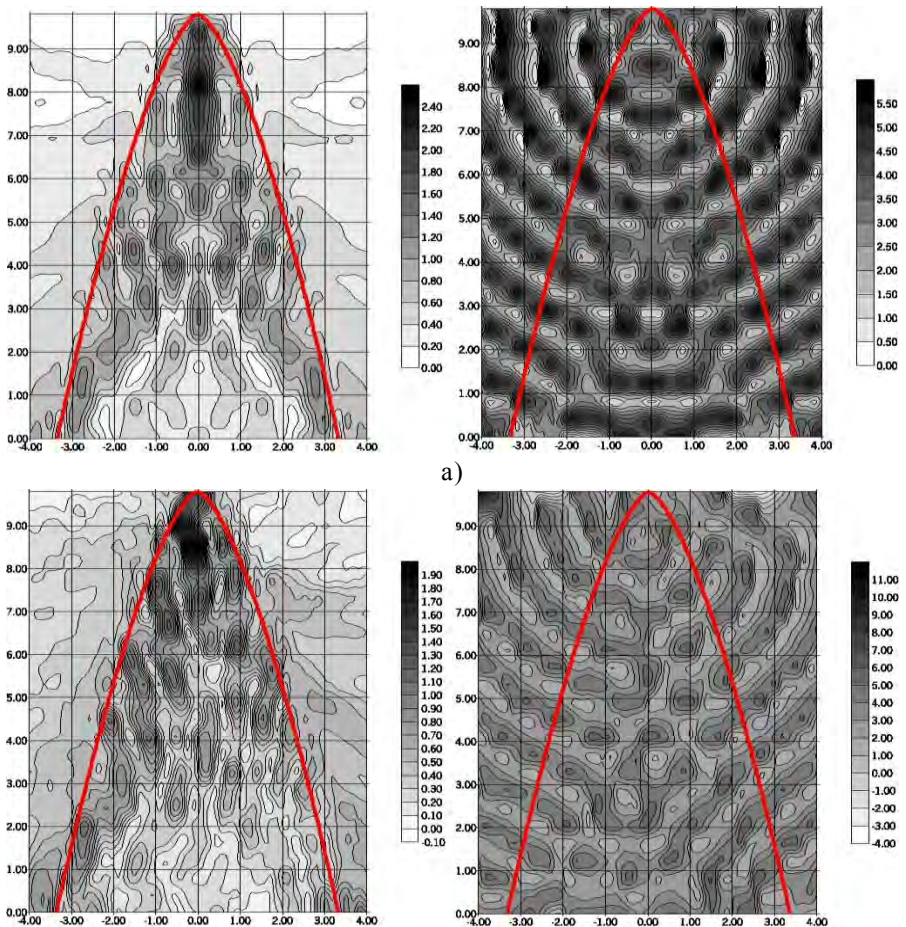
$$\left( \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0} - 1 \right) \int_S F(\vec{\bar{X}}, \vec{\bar{\xi}}(\theta_0)) \frac{\partial u^-(\vec{\bar{\xi}}(\theta_0))}{\partial n_\xi} dI_\xi = \left( \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0} - 1 \right) \sum_{k=1}^N \sum_{l=1}^3 A_{lk} \times (\beta_k(\theta_0)(a_l \delta + b_l) - \alpha_k(\theta_0) b_l), \quad (4)$$

где  $A_{lk}$  – искомые коэффициенты;  $\delta$  – толщина стенки обтекателя;

$$\alpha_k(\theta_0) = \int_{S_1} F(\bar{X}, \bar{\xi}(\theta_0)) \cos(k\theta_0) d\theta, \quad \beta_k(\theta_0) = \int_{S_2} F(\bar{X}, \bar{\xi}(\theta_0)) \cos(k\theta_0) d\theta.$$

Подставив выражения (3) и (4) в уравнение (2), получим систему алгебраических уравнений относительно коэффициентов  $A_{lk}$ , найдя которые можно вычислить соответствующие значения поля [3].

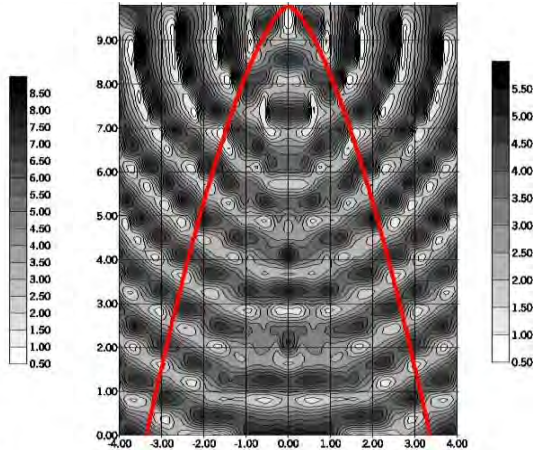
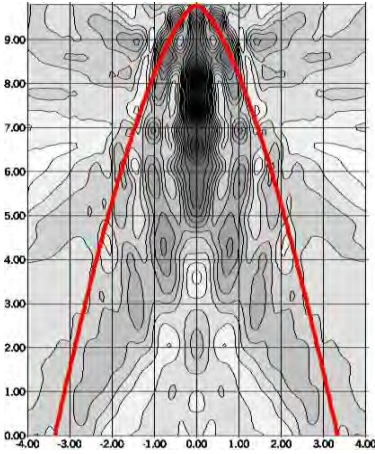
**Результаты расчетов.** На рис. 3 представлены рассчитанные по предлагаемой методике распределения амплитуды и фазы поля для случая Е-поляризации. В качестве первичной была взята плоская электромагнитная волна при двух различных углах падения: вдоль оси обтекателя (рис. 3, а), и под углом  $10^\circ$  относительно оси обтекателя (рис. 3, б).



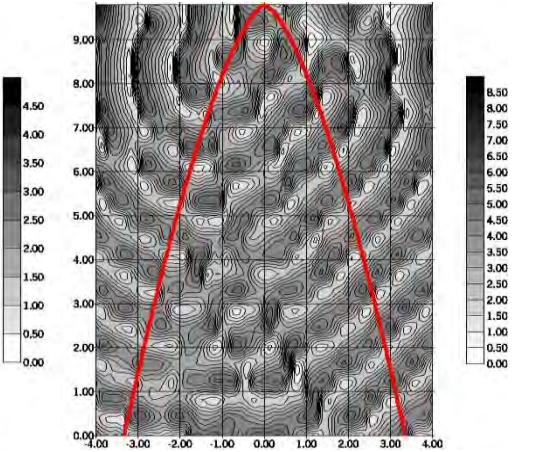
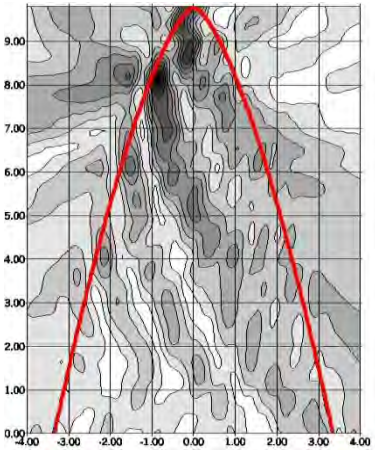
б)

Рис. 3. Амплитудные и фазовые структуры поля (Е-поляризация)

На рис. 4 представлены амплитудные и фазовые характеристики, рассчитанные для тех же углов падения плоской электромагнитной волны, но для случая Н-поляризации. На всех рисунках геометрические размеры указаны в длинах волн (длина волны в свободном пространстве  $\lambda_0 = 0,027$  м).



а)



б)

Рис. 4. Амплитудные и фазовые структуры поля (Н-поляризация)

Анализируя амплитудную структуру поля при падении волны вдоль оси обтекателя, можно сделать вывод, что в результате перераспределения поля (обтекатель выступает в роли своеобразной линзы) в носовой

части обтекателя происходит концентрация энергии: возникают так называемые "каустики". При этом в случае Е-поляризации в области "каустик" интенсивность поля выше в 2,6 раза, а в случае Н-поляризации в 9 раз, чем интенсивность падающей на обтекатель волны.

Из фазовой структуры поля, полученной для тех же условий, видно, что "носик" обтекателя служит как бы источником вторичной цилиндрической волны.

В случае падения волны под углом  $10^\circ$  к оси обтекателя симметрия амплитудных и фазовых структур поля нарушается. "Каустики" смещаются к дальней по отношению к направлению распространения волны стенке обтекателя и интенсивность поля в них заметно снижается. Фазовые структуры поля приобретают сложный характер. Объяснить это можно тем, что в данном случае "фокусирующие" свойства обтекателя снижаются.

Необходимо отметить, что применение метода геометрической дифракции не позволяет получить столь подробной и адекватной картины поля под обтекателем.

**Выводы.** Предложенная в статье методика позволяет производить расчет поля под диэлектрическим оживальным обтекателем при падении плоской электромагнитной волны для случая двумерной задачи (Е- и Н-поляризации). Полученные результаты могут быть использованы при выработке рекомендаций по размещению антенны под обтекателем с целью снижения ошибок пеленга, а также при решении оптимизационной задачи по снижению вносимых обтекателем искажений поля прошедшей волны, путем варьирования внутреннего профиля стенки обтекателя [2].

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Обтекатели антенн. / Пер. с англ. Под ред. А.И. Шпунтова. – М.: Сов. радио, 1950. – 263 с.*
2. *Пригода Б.А., Кокунько В.С. Обтекатели антенн летательных аппаратов. – М.: Машиностроение, 1978. – 120 с.*
3. *Кукобко С.В., Нечитайло С.В., Сазонов А.З., Сухаревский О.И. Расчет излучения антенной решетки с носовым диэлектрическим обтекателем // Радиоп физика и радиоастрономия. – 2003. – Т. 8. – № 3. – С. 273 – 291.*

*Поступила 22.08.2003*

**КУКОБКО Сергей Викторович**, адъюнкт научного центра при ХВУ. В 2000 году окончил ХВУ. Область научных интересов – прикладная электродинамика.

**КУЗНЕЦОВ Валерий Евгеньевич**, старший научный сотрудник научного центра при ХВУ. В 1993 году окончил ВА ПВО СВ. Область научных интересов – радиолокация.

**САЗОНОВ Александр Захарович**, канд. техн. наук, директор завода агрегатных

станков. В 1987 году окончил ВИРТА ПВО. Область научных интересов – радиолокация.

**СУХАРЕВСКИЙ Олег Ильич**, доктор технических наук, профессор, ведущий научный сотрудник научного центра при ХВУ. В 1972 году окончил ХГУ. Область научных интересов – математические методы теории дифракции и теории антенн, радиолокационные характеристики объектов.

---