

УДК 538.574.6

ДИФРАКЦИЯ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ КОНУСЕ

Е. Н. Васильев, Э. В. Седельникова, А. Р. Серегина

Численным методом интегральных уравнений решается задача дифракции плоской электромагнитной волны на диэлектрическом конусе. Направление плоской волны не совпадает с осью конуса. Приводятся результаты расчета и детальный их анализ.

Для решения задачи дифракции электромагнитных волн на диэлектрических телах вращения может быть применен метод интегральных уравнений. Этим методом были исследованы явления при дифракции плоской волны на цилиндре (осевое [1] и наклонное [2] падение) и на конусе при осевом падении [3]. В данной работе приводятся результаты по наклонному падению плоской волны на диэлектрический конус.

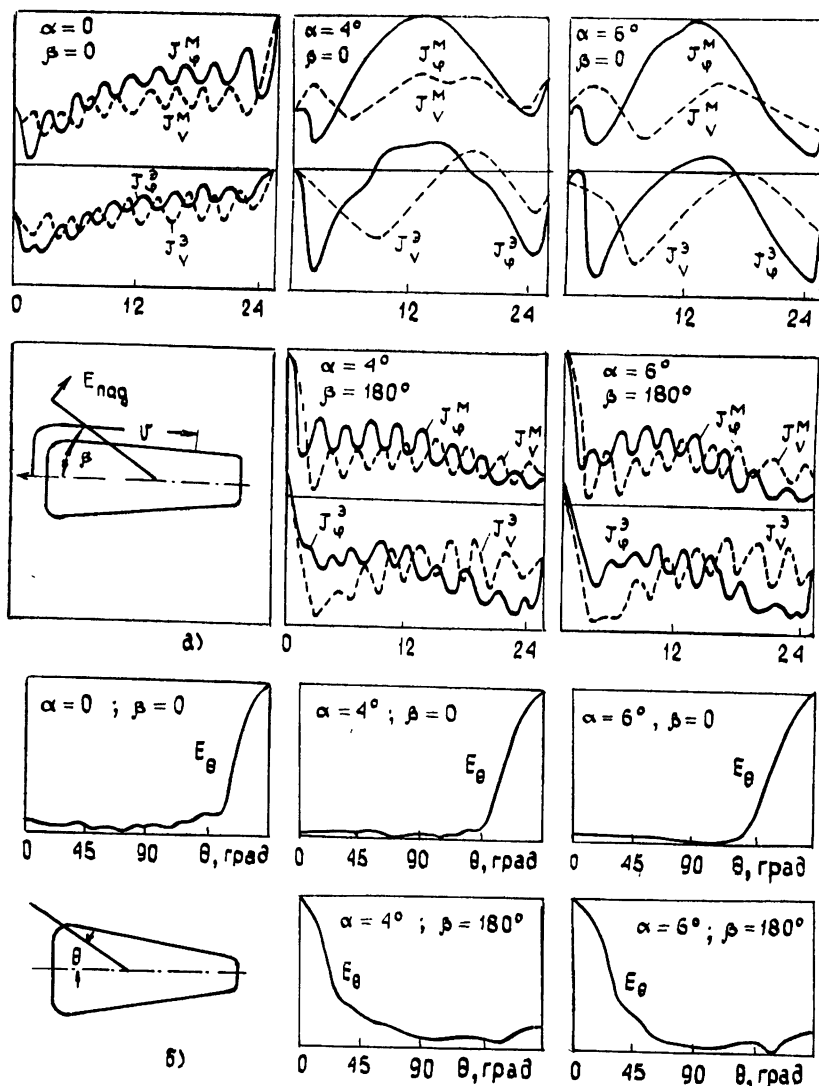


Рис. 1.

В случае тел вращения с целью упрощения вычислений все поля и токи разлагаются в ряды Фурье по азимутальной координате и интегральное уравнение составляется относительно гармоник эквивалентных токов на поверхности конуса. Это уравнение получено применительно к произвольному телу вращения и имеет вид

$$\bar{I}_m(v) + \int_0^L \Pi_m(v, v') \bar{I}_m(v') dv' = \bar{I}_m^n(v'). \quad (1)$$

Здесь $\bar{I}_m(v)$ — вектор эквивалентных поверхностных токов с четырьмя составляющими: $\bar{I}_m = \{J_{mv}^s, J_{m\varphi}^s, (1/W_0) J_{mv}^m, (1/W_0) J_{m\varphi}^m\}$, $W_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$. \bar{I}_m^n — вектор первичных эквивалентных токов той же структуры, $\Pi_m(v, v')$ — матричное ядро с шестнадцатью элементами [3], v — длина дуги меридиональной линии (рис. 1).

Интегральное уравнение решается численно сведением к системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ). С увеличением электрических размеров тела растет порядок СЛАУ. При этом максимальный размер тела, который может быть рассмотрен, ограничивается возможностями ЭВМ, а не метода. Без больших трудностей в настоящее время удается провести вычисления для тел с длиной образующей 4—5λ.

Наклонному падению плоской волны соответствует целый спектр азимутальных гармоник, причем существенный вклад вносят гармоники с номерами $|m| < 2kR$, где R — максимальный радиус тела, k — волновое число.

Поля отдельных азимутальных гармоник в силу ортогональности не связаны между собой. Кроме того, они обладают определенной спецификой. Поэтому удобно не только расчет, но и анализ результатов проводить для каждой азимутальной гармоники.

Распределение эквивалентных токов и диаграммы рассеяния. Рассматривались усеченные конусы, имеющие одинаковый средний радиус $kR_{cp} = 1,47$ при различных углах конусности: $\alpha = 0, 2, 4, 6^\circ$. Длина образующей конуса порядка 4λ. Угол падения изменялся в широких пределах: $\beta = 0 \div 180^\circ$ (рис. 1—4).

Приводимые здесь результаты расчетов получены путем решения точных интегральных уравнений, т. е. являются строгими. Как видно из рисунков, кривые распределения эквивалентных токов имеют довольно сложную форму и явно нуждаются в физической интерпретации.

Обсуждение результатов начнем со случая осевого падения плоской волны, когда возбуждается единственная первая азимутальная гармоника полей и токов (рис. 1, 2). По оси абсцисс на рисунках отложена длина меридиональной линии v , умноженная на волновое число k свободного пространства. Кривые для электрических и магнитных токов смещены по оси ординат и имеют каждая свой начальный уровень.

Как было показано в [2], распределение эквивалентных токов на диэлектрическом стержне формируется наложением пространственной и двух встречных поверхностных волн, генерируемых на торцах. Под пространственной волной понимается невозмущенное поле, которое существовало бы на бесконечном стержне-цилиндре ($\alpha = 0$) или конусе ($\alpha \neq 0$) при возбуждении его плоской волной. Интерференция указанных трех волн создает быстрые и медленные осцилляции токов. На цилиндре ($\alpha = 0$) быстрые биения обусловлены встречными поверхностными волнами и имеют период, равный половине длины поверхностной волны. Медленные колебания амплитуды есть результат интерференции пространственной и попутной ей поверхностной волны.

Концепция трех волн сохраняется для рассеивателей конической формы с той лишь разницей, что вместо поверхностных волн приходится рассматривать квазиповерхностные волны, фазовая скорость и амплитуда которых зависят от продольной координаты. Поэтому картина распределения токов получается здесь более сложной.

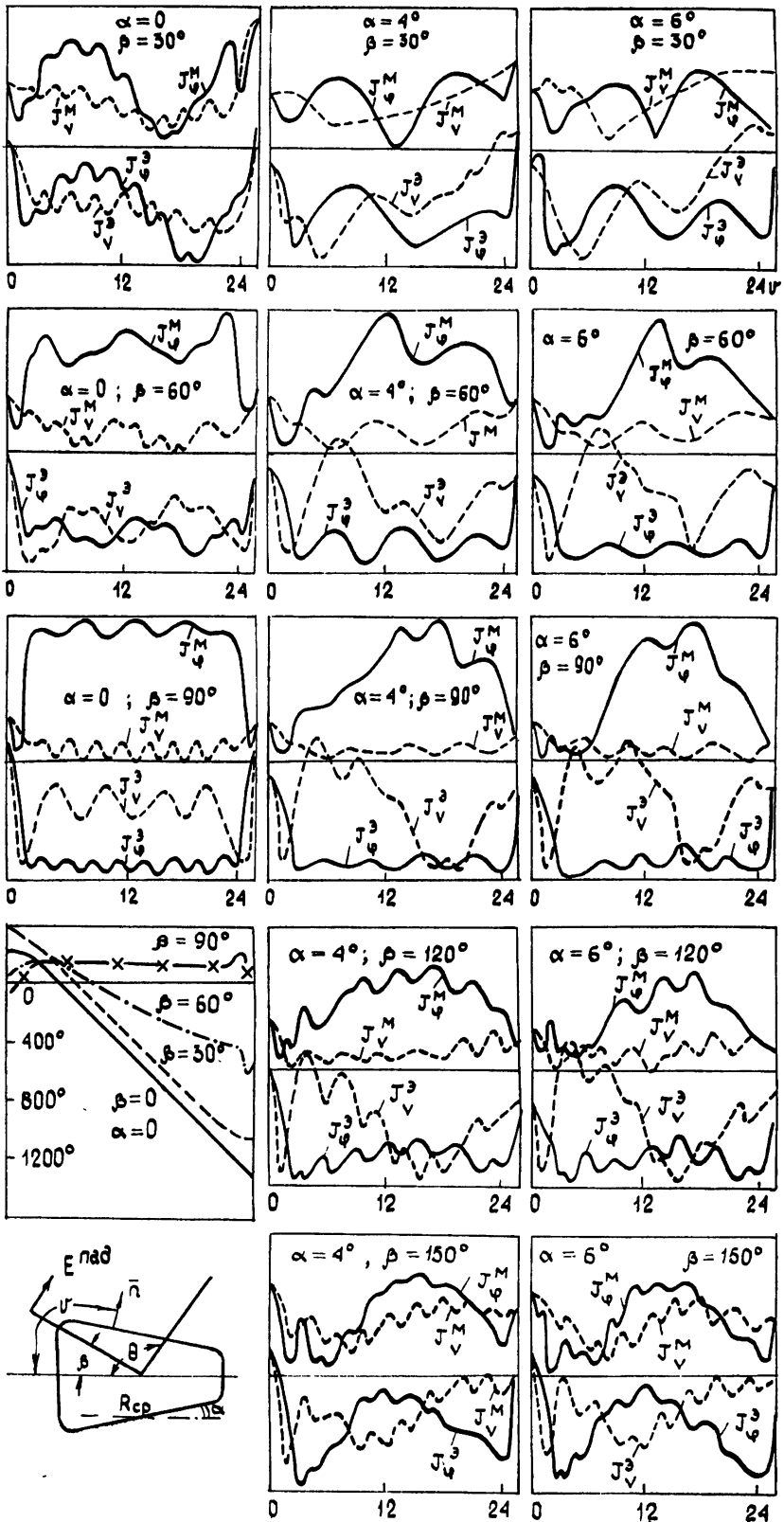


Рис. 2.

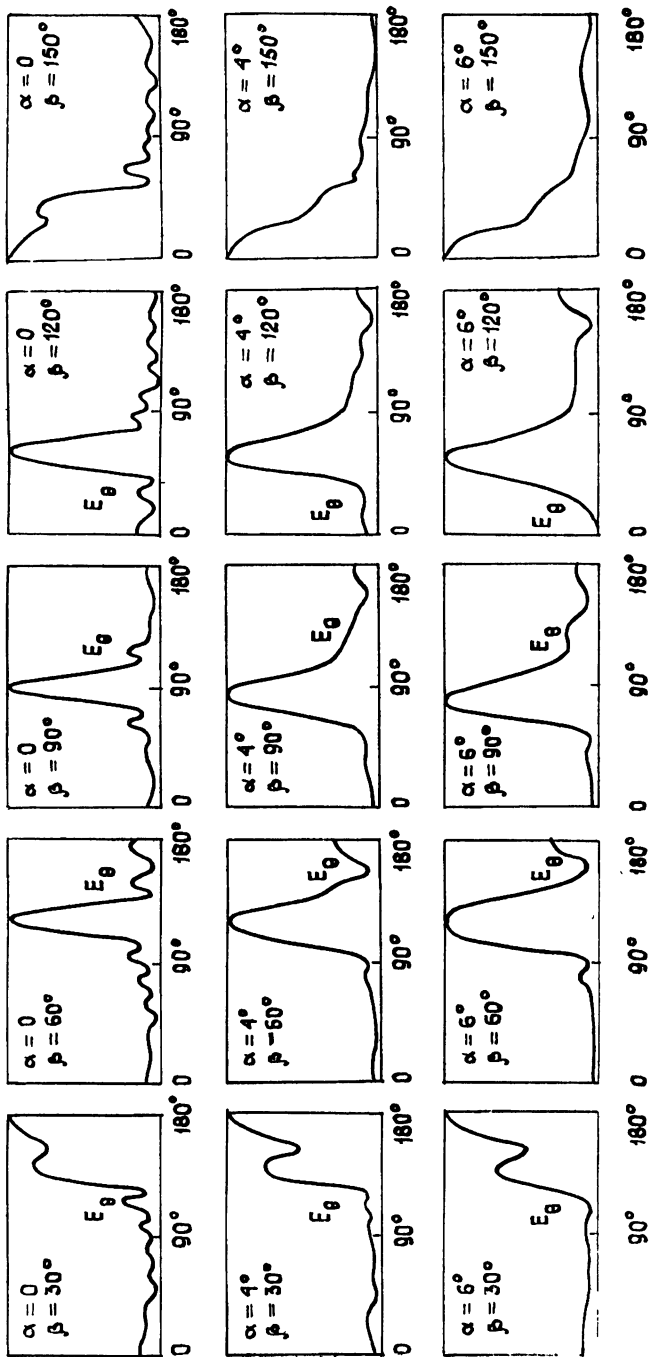


Рис. 3.

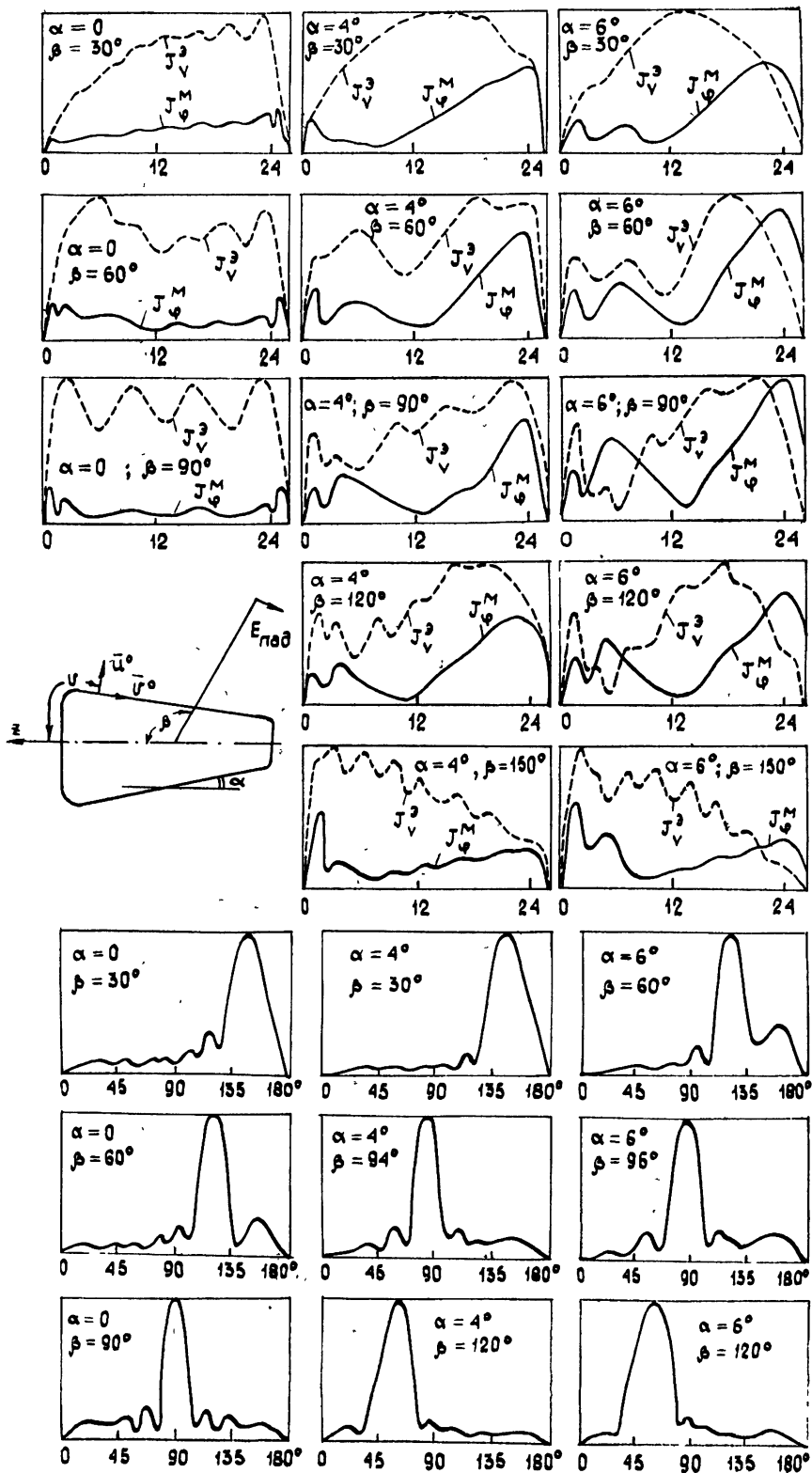


Рис. 4.

Распределения токов на конусах существенно различны при углах падения волны $\beta=0$ и $\beta=180^\circ$. Если плоская волна падает со стороны большего основания ($\beta=0$), то встречная квазиповерхностная волна при $\alpha=4^\circ$ и $\alpha=6^\circ$ имеет малую амплитуду, что приводит к исчезновению быстрых осцилляций в распределении эквивалентных токов (верхние кривые рис. 1а, $\alpha=4^\circ$ и 6°). Вместе с тем пространственная и интенсивно возбуждаемая на большом торце попутная квазиповерхностные волны соизмеримы по амплитуде и дают характерные медленные биения.

При падении волны со стороны усеченной вершины ($\beta=180^\circ$) на большом основании конуса возбуждается квазиповерхностная волна значительной амплитуды, которая совместно с такой же волной, возбужденной на малом основании, дает ярко выраженные быстрые биения. Их период меняется по длине конуса, несколько увеличиваясь с приближением к усеченной вершине в соответствии с изменением фазовой скорости в квазиповерхностной волне (табл. 1).

Таблица 1

Сравнение расчетных и полученных графически периодов быстрых биений

$\beta = 180^\circ; \alpha = 6^\circ$						
$v_{ср}$	7,4	9,9	12,5	15,3	18,2	21,5
$h_{ср}$	1,34	1,26	1,19	1,09	1,02	1,0
$T=\pi/h_{ср}$	2,35	2,49	2,64	2,87	3,08	3,14
$T_{граф}$	2,5	2,5	2,6	2,9	3,1	3,1

Взаимодействие пространственной волны и небольшой по уровню квазиповерхностной волны, возбуждаемой на малом торце конуса, приводит к слабо выраженным медленным колебаниям. Диаграммы рассеяния во всех случаях имеют вид, соответствующий характеристикам излучения антенн бегущей волны, — ярко выраженный максимум по направлению падения волны и слабое фоновое рассеяние (рис. 1б). Обратное рассеяние при падении волны со стороны малого торца ($\beta=180^\circ$) значительно больше, чем в случае $\beta=0$. Это объясняется наличием квазиповерхностной волны заметной амплитуды, распространяющейся от большого основания конуса к меньшему.

При наклонном падении характер распределения поля первой азимутальной гармоники существенно зависит от угла β (рис. 2). В случае диэлектрического цилиндра [2] изменение угла β приводит к перераспределению относительных вкладов трех указанных волн, участвующих в образовании полной картины ближнего поля. При углах падения, близких к осевому ($\beta \leq 30^\circ$), основную роль играет поверхностная волна. Она определяет быстрые осцилляции на кривых распределения тока и максимум излучения по направлению распространения падающей волны (рис. 3). У пространственной волны существенно различна фазовая скорость для разных углов падения, что видно из кривых распределения фазы тока (рис. 2). Это приводит к росту разности фазовых скоростей пространственной и попутной поверхностной волн, а следовательно, к уменьшению периода медленных биений. Когда $\beta=60^\circ$, периоды «медленных» и «быстрых» биений становятся близкими, поэтому распределения тока не имеют регулярного характера.

Перпендикулярному к оси падению волны соответствуют кривые распределения тока с отличающимися в два раза периодами биений. Токи J_v^* и J_ϕ^* порождены только поверхностными волнами, генерируемыми на торцах. Они образуют стоячие волны малой амплитуды. В токи J_v^* и J_ϕ^* основной вклад вносит пространственная волна, которая синфазна на цилиндре. Наложением большой по амплитуде синфазной пространственной волны и двух встречных поверхностных волн

объясняется вдвое больший период колебаний, а также появление в диаграмме рассеяния характерного зеркального лепестка (рис. 3, $\beta \geq 60^\circ$).

Описанные тенденции сохраняются и на конусе. При падении волны со стороны большого основания быстрые осцилляции в кривых распределения токов отсутствуют. Здесь распределение тока формируется в основном двумя попутными волнами — пространственной и квазиповерхностной, генерируемой на широком основании. Амплитуда поверхностной волны, распространяющейся от вершины конуса, при $\alpha=4$ и 6° мала. Параметры квазиповерхностной волны по длине конуса переменны, поэтому период медленных биений определить трудно. Из наклона кривых распределения фазы следует, что при $\beta=30^\circ$ определяющей является замедленная волна (коэффициент замедления $h \sim 1,12$), а в случае $\beta=60^\circ$ пространственная волна преобладает над поверхностной (коэффициент замедления соответствует $\cos \beta$).

При нормальном падении плоской волны на конус ($\beta=90^\circ$) кривые распределения токов в отличие от случая с цилиндром (рис. 2, $\alpha=0$) не имеют регулярной структуры. Если электромагнитная волна падает со стороны меньшего основания, то при небольшом отклонении от оси вращения ($\beta=150^\circ$) быстрые осцилляции в кривых распределения тока сохраняются и имеют ту же природу, что и при $\beta=180^\circ$, т. е. образуются наложением встречных квазиповерхностных волн (табл. 2).

Таблица 2

Сравнение расчетных и полученных графически периодов быстрых биений

	$\beta=150^\circ, \alpha=2^\circ$						$\beta=150^\circ; \alpha=6^\circ$			
$v_{ср}$	8,0	10,6	13,3	16,0	19,0	22,0	11,2	13,7	16,5	19,6
$h_{ср}$	1,19	1,17	1,14	1,10	1,07	1,04	1,23	1,15	1,06	1,006
$T=\pi/h_{ср}$	2,64	2,69	2,77	2,85	2,93	3,01	2,56	2,74	2,97	3,12
$T_{граф}$	2,6	2,8	2,7	2,9	3,0	3,0	2,4	2,6	3,0	3,2

С ростом отклонения направления облучения от осевого ($\beta=120^\circ$) происходит заметное увеличение периода быстрых биений. Он определяется уже интерференцией пространственной и встречной квазиповерхностной волн, так как квазиповерхностная волна, генерируемая на малом основании, практически исчезает. Это предположение подтверждается сравнением периода биений T , вычисленного в результате аналитического сложения двух указанных волн с изменяющейся по длине величиной коэффициента замедления $h_{ср}$ и $T_{граф}$, определенного из кривых распределения эквивалентных токов (табл. 3).

Таблица 3

Сравнение расчетных и полученных графически периодов быстрых биений

	$\beta=120^\circ; \alpha=2^\circ$			$\beta=120^\circ; \alpha=6^\circ$			
$v_{ср}$	11,7	15,4	19,3	8,8	12,2	15,6	19,7
$h_{ср}$	1,15	1,11	1,07	1,28	1,19	1,08	1,005
$T=2\pi/h_{ср} - \cos \beta$	3,80	3,90	4,00	3,52	3,72	3,98	4,17
$T_{граф}$	3,6	3,9	4,0	3,5	3,4	3,9	4,2

На основе анализа ближних полей становятся предельно ясными диаграммы рассеяния конического отражателя при разных углах падения (рис. 3). Как и в случае с цилиндром ($\alpha=0$), при небольших

углах отклонения падающей волны от оси вращения ($\beta \leq 30^\circ$; $\beta \geq 150^\circ$) в диаграммах рассеяния наблюдается большой осевой лепесток, характерный для квазиповерхностной волны, и меньший по амплитуде зеркальный. В области углов $60^\circ \leq \beta \leq 120^\circ$ основную роль в формировании диаграммы рассеяния играет пространственная волна, дающая ярко выраженный зеркальный лепесток. Фоновое рассеяние несколько выше при $\beta = 120$ и 150° , чем при $\beta = 30$ и 60° , поскольку облучению со стороны усеченной вершины конуса соответствует значительная встречная квазиповерхностная волна.

Как отмечалось ранее, при произвольном угле падения плоской волны на тело вращения возбуждается весь спектр азимутальных гармоник. Относительный вклад отдельных гармоник в суммарное поле рассеяния по составляющей E_θ дается табл. 4. Эти данные для краткости приведены только для цилиндра при $\alpha = 0$ и для конуса при $\alpha = 6^\circ$.

Таблица 4

Максимальные значения E_θ

	$\alpha = 0^\circ$			$\alpha = 6^\circ$				
	30°	60°	90°	30°	60°	96°	120°	150°
$m=0$	1	1	1	1	1	1	1	1
$m=1$	0,6	0,7	0,89	0,53	0,8	0,8	0,79	0,67
$m=2$	0,07	0,09	0,08	0,24	0,34	0,42	0,34	0,22

Как следует из табл. 4, кроме первой гармоники существенную роль играет нулевая азимутальная гармоника. Распределения эквивалентных токов для $m=0$ даны на рис. 4. Отметим, что при рассматриваемой поляризации падающей волны поле нулевой гармоники представляет собой E -волну, в которой присутствуют две составляющие плотности тока J_θ^e и J_θ^m . Размеры тел таковы, что для цилиндра и конуса с $\alpha = 2^\circ$ условия существования поверхностной волны при $m=0$ не выполняются. В остальных случаях эти условия выполнены только в небольшой области, прилегающей к большему основанию конуса. Тем не менее, несмотря на отсутствие поверхностных волн картина распределения токов в общих чертах напоминает приведенные выше результаты для $m=1$. Это связано с наличием вытекающих волн. Последние являются затухающими, что особенно четко видно в случае $\alpha = 0$, $\beta = 90^\circ$.

Диаграммы рассеяния, соответствующие нулевой гармонике, приведены на рис. 4. Характер диаграмм примерно такой же, как для первой азимутальной гармоники. Отличие состоит в том, что при любых углах падения отсутствует излучение по оси вращения.

Таким образом, при наклонном падении плоской волны на конус распределения эквивалентных токов (ближние поля) представляют собой сложную картину, которая на первый взгляд может показаться хаотической, особенно при рассмотрении какого-либо единичного варианта. Однако изучение достаточно большой совокупности результатов для различных углов падения и конусности дает возможность проследить хотя бы в главных чертах общие закономерности. В случае цилиндрического тела электромагнитное поле формируется как суперпозиция трех волн: одной пространственной и двух поверхностных, возбуждаемых на торцах. На коническом рассеивателе поверхностная волна в чистом виде не может существовать. Однако здесь есть ее аналог — квазиповерхностная волна. Интенсивность возбуждения ее зависит от диаметра оснований конуса, а также угла падения плоской электромагнитной волны на конус, поэтому результирующая картина распределения токов зависит от соотношения амплитуд указанных выше трех волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев Е. Н., Седельникова З. В., Серегина А. Р. — Радиотехника и электроника, 1979, 24, № 4, с. 674
2. Васильев Е. Н., Седельникова З. В., Серегина А. Р. — Изв. вузов — Радиофизика, 1986, 29, № 2, с. 183
3. Васильев Е. Н., Седельникова З. В., Серегина А. Р. — Сб. научно-методических статей по прикладной электродинамике, 1983, вып. 6, с. 15.
4. Васильев Е. Н., Седельникова З. В., Серегина А. Р. — Радиотехника, 1981, 36, № 11, с. 44.

Московский энергетический
институт

Поступила в редакцию
11 апреля 1986 г

DIFFRACTION OF A PLANE ELECTROMAGNETIC WAVE BY THE DIELECTRIC CONE

E. N. Vasil'ev, Z. V. Sedel'nikova, A. R. Seregina

The problem of the diffraction of a plane electromagnetic wave by a dielectric cone is solved numerically by means of the method of integral equations. The direction of the plane wave is not coincided with an axis of the cone. The results of the calculations are presented, and a detailed analysis of them is given.

ВНИМАНИЮ АВТОРОВ!

Всесоюзное агентство по авторским правам (ВААП) сообщает, что в 1987 г. агентство производит выплату авторского гонорара за перепечатку за рубежом статей, опубликованных в журнале «Радиофизика» в 1983 и 1984 гг. Гонорар, поступивший за право перепечатки, выплачивается по желанию авторов в рублях или чеках Внешпосылторга.

Для получения гонорара автору необходимо оформить справку-заявление и направить ее на расчет по адресу:

103670 г. Москва, ул. Б. Бронная, 6-а, Валютное управление ВААП.

Справки-заявления на выплату гонорара по журналу 1983 г. издания принимаются до 1 декабря 1987 г., а по журналу 1984 г. — до 1 июля 1988 г. Выплата гонорара по журналу 1984 г. издания будет производиться начиная с июля 1987 г.

По истечении установленных сроков выплаты гонорара неустраиваемые суммы списываются в доход госбюджета и автор теряет право на получение гонорара.