

УДК 621.396.67 517.928

ДИФРАКЦИЯ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ЦИЛИНДРЕ. НАКЛОННОЕ ПАДЕНИЕ

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

Методом интегральных уравнений для эквивалентных поверхностных токов решена задача о наклонном падении плоской электромагнитной волны на диэлектрический цилиндр конечной длины при двух поляризациях падающего поля. Рассчитаны распределения токов и диаграммы рассеяния при различных углах падения. Большое внимание уделяется физической интерпретации полученных результатов.

В целом ряде практических приложений (радиолокация диэлектрических и, в частности, биологических объектов, диэлектрические антенны в режиме приема, рассеяние электромагнитных волн на диэлектрических опорах и т. д.) возникает необходимость решения задачи дифракции на конечных диэлектрических телах и в том числе на диэлектрическом цилиндре. При осевом падении плоской волны вопросы дифракции на диэлектрическом цилиндре и металлическом цилиндре со слоем диэлектрика рассмотрены в [1-3]. Эти задачи решались методом интегральных уравнений. Последние составлялись относительно азимутальных гармоник эквивалентных токов. Осевому падению соответствует единственная гармоника с номером $m=1$. При произвольном падении плоской электромагнитной волны на диэлектрический цилиндр в падающем и рассеянном полях присутствует весь спектр азимутальных гармоник.

Интегральное уравнение для рассматриваемой задачи совпадает с уравнением работы [4], посвященной вопросам несимметричного возбуждения диэлектрического тела вращения:

$$J_m(v) = J_m^n(v) - \int_v \Pi_m(v, v') J_m(v, v') dv' \quad (1)$$

При выводе (1) использовалась система координат вращения u, v, φ , в которой поверхность $u = \text{const}$ совпадает с поверхностью тела Σ (рис. 1). Интегрирование в (1) проводится по длине меридиональной линии v , т. е. полученное интегральное уравнение является одномерным. Координаты, помеченные штрихами, относятся к точке интегрирования, без штриха — к точке наблюдения; m — номер азимутальной гармоники.

Неизвестная функция $J_m(v)$ — вектор с четырьмя компонентами: $J_{mv}^{\alpha}, J_{m\varphi}^{\alpha}; (1/\omega_0) J_{mv}^M; (1/\omega_0) J_{m\varphi}^M$ ($\omega_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$). Ядро интегрального уравнения представляет собой матрицу размерностью 4×4 . Выражения для элементов матрицы даны в [1]. Они определяются через функцию S_m и ее производные [5].

Правая часть (1) $J_m^n(v)$ есть m -я гармоника разложения поля падающей плоской волны в ряд Фурье по азимутальной координате:

$$J_{mv}^{\alpha n}(v) = -i^{m+1} J_m'(a \sin \beta) e^{iz \cos \beta}; \quad (2)$$

$$J_{m\varphi}^{\alpha n}(v) = m i^m \cos \theta \frac{J_m(a \sin \beta)}{a \sin \beta} e^{iz \cos \beta}; \quad (3)$$

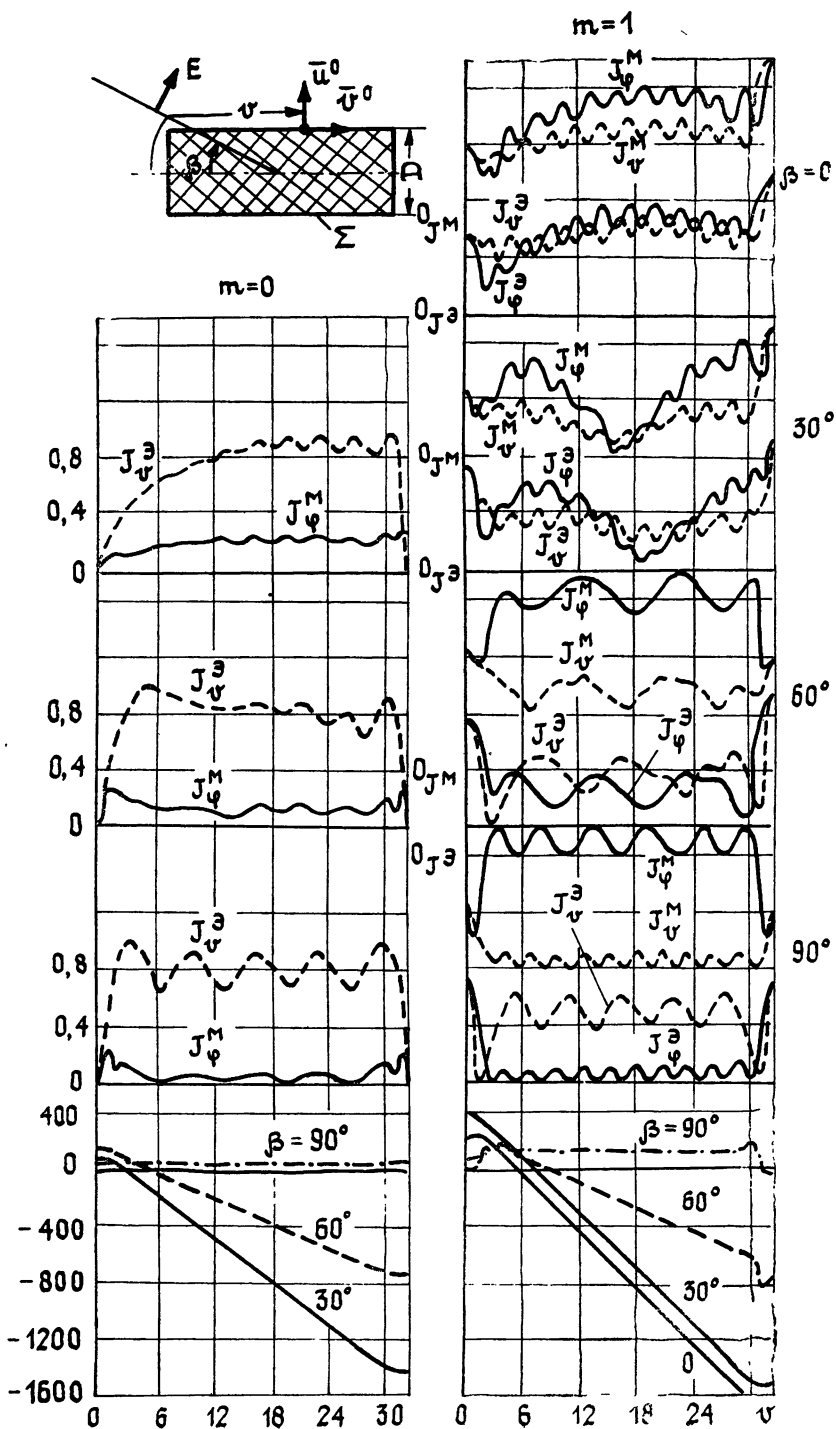


Рис. 1.

$$J_{mv}^{M,\Pi}(v) = mi^m \cos \beta \frac{J_m(a \sin \beta)}{a \sin \beta} e^{iz \cos \beta}; \quad (4)$$

$$J_{m\varphi}^{M,\Pi}(v) = i^m [i \cos \theta \cos \beta J_m(a \sin \beta) - \sin \theta \sin \beta J_m(a \sin \beta)] e^{iz \cos \beta}. \quad (5)$$

Интегральное уравнение (1) решалось численно сведением его к системе линейных алгебраических уравнений. Для перехода к этой системе искомый ток аппроксимировался кусочно-постоянной функцией. Порядок системы уравнений определяется числом точек разбиения на теле, умноженным на четыре (четыре неизвестные компоненты тока).

Первоначально для каждой азимутальной гармоники рассчитываются распределения эквивалентных поверхностных токов, а затем рассеянные поля. Полное поле находится суммированием полей отдельных гармоник. При этом учитывается, что существенный вклад дают только гармоники, индекс которых не превышает $2ka$ (a — радиус цилиндра, k — волновое число).

Электромагнитное поле на поверхности диэлектрического цилиндра.

По указанной методике рассчитывались распределения эквивалентных токов, по которым затем определялись рассеянные поля (диаграммы рассеяния и матрицы, соответствующие обратному рассеянию). Результаты расчетов для цилиндра диаметром $kD = 2,94$, длины $kL = 30$, $\varepsilon = 2,5$ приведены на рис. 1 для E -поляризации и на рис. 2 для H -поляризации при различных углах падения плоской волны $\beta = 0, 30, 60$ и 90° . Кривые слева относятся к нулевой азимутальной гармонике, а справа — к первой. По оси абсцисс на всех графиках откладывается длина меридиональной линии v . Для нулевой азимутальной гармоники существует два тока J_v^0 и J_φ^0 ; в случае $m=1$ присутствуют все четыре составляющие $J_v^1, J_\varphi^1, J_v^1, J_\varphi^1$. Для большей наглядности на рисунках справа начала отсчета электрических и магнитных токов смещены по вертикали. Внизу для J_v^0 даны распределения фазы. Распределения фазы для остальных токов мало отличаются от приведенных.

Из рис. 1, 2 видно, что распределения эквивалентных поверхностных токов носят сложный характер, который заметно меняется при изменении угла падения. Проанализируем на физическом уровне полученные кривые.

На распределении токов первой гармоники при малых углах падения можно выделить медленные и быстрые осцилляции. Эти осцилляции связаны с конечной длиной цилиндра. Действительно, если бы цилиндр был бесконечен, то амплитуда на его поверхности не зависела бы от z , а распределение фазы представляло бы собой прямую линию с наклоном, соответствующим волновому числу $k \cos \beta$ или фазовой скорости $v_\phi = c / \cos \beta$ (β — угол падения волны, рис. 1). Эту волну назовем пространственной. Конечные размеры цилиндра проявляются в том, что каждый торец цилиндра становится возбудителем поверхностной волны. В результате взаимодействия двух встречных поверхностных волн возникают быстрые осцилляции. Период осцилляций, как показывает элементарный расчет, в точности соответствует фазовой скорости поверхностной волны. Заметим, что периоды осцилляций поверхностных волн, вычисленные по графикам рис. 1, совпадают с периодом осцилляций, замедление для которых определено из аналитического решения задачи для бесконечного диэлектрического цилиндра [6].

Медленные осцилляции связаны с биениями пространственной и попутной поверхностной волн. При выбранной длине цилиндра $kL = 30$ наиболее четко эта картина видна при $\beta = 30^\circ$. Именно для этого случая был проведен расчет периодов осцилляций, которые с учетом трех указанных волн с хорошей точностью совпали с приведенными на рис. 1.

Интересным является случай нормального падения E -волны. Период осцилляций для составляющих $J_\varphi^{\text{э}}, J_v^{\text{м}}$ вдвое выше, чем для компонент $J_v^{\text{э}}, J_\varphi^{\text{м}}$. Это связано с тем, что в пространственной волне присутствуют две составляющие электромагнитного поля E_z и H_φ (соответствующие эквивалентные токи $J_\varphi^{\text{м}}$ и $J_v^{\text{э}}$). Поэтому токи $J_v^{\text{м}}, J_\varphi^{\text{э}}$ порождены поверхностными волнами, возбуждаемыми на торцах цилиндра. При нормальном падении амплитуды этих поверхностных волн одинаковы, поэтому они образуют стоячую волну. Распределение составляющих $J_\varphi^{\text{м}}$ и $J_v^{\text{э}}$ определяется наложением поверхностной и равномерной по z пространственной волн; последняя имеет амплитуду, в несколько раз превышающую амплитуду поверхностной волны. Таким образом, распределение этих компонент представляет собой синусоиду на «пьедестале».

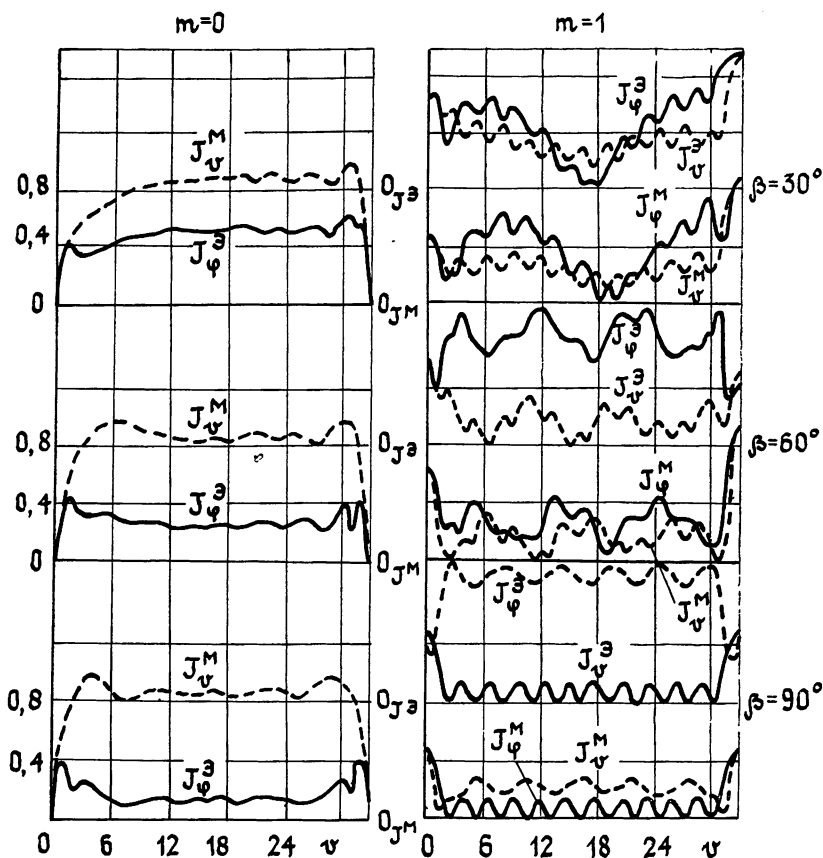


Рис. 2.

Аналогичные процессы наблюдаются и при $\beta=60^\circ$. В основном интерференционная картина определяется сложением пространственной и попутной поверхностных волн. Встречная поверхностная волна возбуждается с малой амплитудой и лишь незначительно изменяет распределение тока.

Таблица 1

β	30°	45°	60°	90°
$T_{\text{расч}}$	23,3	14,7	9,88	5,5
$T_{\text{граф}}$	22	14,8	10	5,6

Исходя из концепции биений пространственной и поверхностных волн, были рассчитаны периоды осцилляций, которые затем сравнивались с периодами, полученными из рис. 1. Результаты сравнения приведены в табл. 1.

Наряду с первой гармоникой при $\beta \neq 0$ на цилиндре возбуждается поле нулевой гармоники, которая представляет собой чистую E -волну. В ней присутствуют только две составляющие поля $H_\phi (J_\nu^2)$ и $E_\nu (J_\phi^m)$. Условие существования поверхностной волны для рассматриваемого цилиндра при $m=0$ не выполняется. Однако, как видно из кривых (рис. 1 слева), на торцах возбуждается вытекающая волна с заметной амплитудой.

Для удобства изображения плотности токов каждой из гармоник пронормированы, т. е. поделены на максимальное значение наибольшего из токов. Нормировочные множители даны в табл. 2, из которой видно, что плотности токов нулевой и первой гармоник одного порядка.

Таблица 2

		E -поляризация			H -поляризация			
		β°						
		0	30	60	90	30	60	90
m	0	—	1,36	0,97	0,87	0,82	0,88	0,80
	1	1,23	0,86	0,72	0,78	0,89	0,71	0,75

Токи, соответствующие H -поляризации падающей волны, приведены на рис. 2. Как в предыдущем случае, на торцах возбуждаются поверхностные волны той же структуры, но с поляризацией, повернутой на 90° ($m=1$). Поэтому распределение плотностей токов первой гармоники похоже на предыдущий случай, но с заменой магнитных токов на электрические и электрических на магнитные. Естественно, полного тождества нет, поскольку для него нужно было еще заменить диэлектрик магнетиком.

Несколько больше отличается распределение токов нулевой гармоники. Вытекающая волна имеет меньшую амплитуду и большее затухание. Такая разница связана с тем, что для нулевой гармоники E - и H -волны существуют независимо, и мы имеем здесь две разные вытекающие волны, а не одну и ту же поверхностную волну с разной поляризацией, как это было при рассмотрении токов первой азимутальной гармоники.

Диаграммы рассеяния. Приведенные выше распределения эквивалентных токов позволяют не только рассчитать диаграммы рассеяния электромагнитной волны на диэлектрическом цилиндре, но и дать интерпретацию полученным результатам. Обсуждение последних удобно провести, сохраняя разложение полей и токов по азимутальным гармоникам.

На рис. 3 приведены диаграммы рассеяния для двух поляризаций падающего поля и при различных углах падения β : $\beta=0, 10 (15), 30, 60, 90^\circ$. Кривые слева относятся к нулевой азимутальной гармонике, а справа соответствуют $m=1$. Остальные гармоники имеют существенно меньшую амплитуду (особенно при малых значениях β) и поэтому здесь не рассматриваются.

Рассмотрим вначале первую азимутальную гармонику для E -поляризации (рис. 3а). В этом случае составляющие поля E_θ и H_ϕ зависят от ϕ по закону косинуса, а компоненты E_ϕ и H_θ — по закону синуса. Поляризация E_θ является основной, поэтому на ней сосредоточим основное внимание.

Как показано в предыдущем разделе, эквивалентные точки на цилиндре определяются суперпозицией поверхностных и пространственных волн. Каждая из этих волн формирует различные диаграммы направленности. Токи пространственной волны подобно линейному излучателю с фазовой скоростью $v_\phi = c/\cos \beta$ определяют режим конического излучения (формируют зеркальный лепесток). Токи поверхностной волны эквивалентны такому же излучателю с замедленной фазовой скоростью. Они создают осевое излучение. Вклад каждой из волн в суммарную диаграмму рассеяния зависит от величины β . При больших углах падения вплоть до $\beta=30^\circ$ пространственная волна преобладает

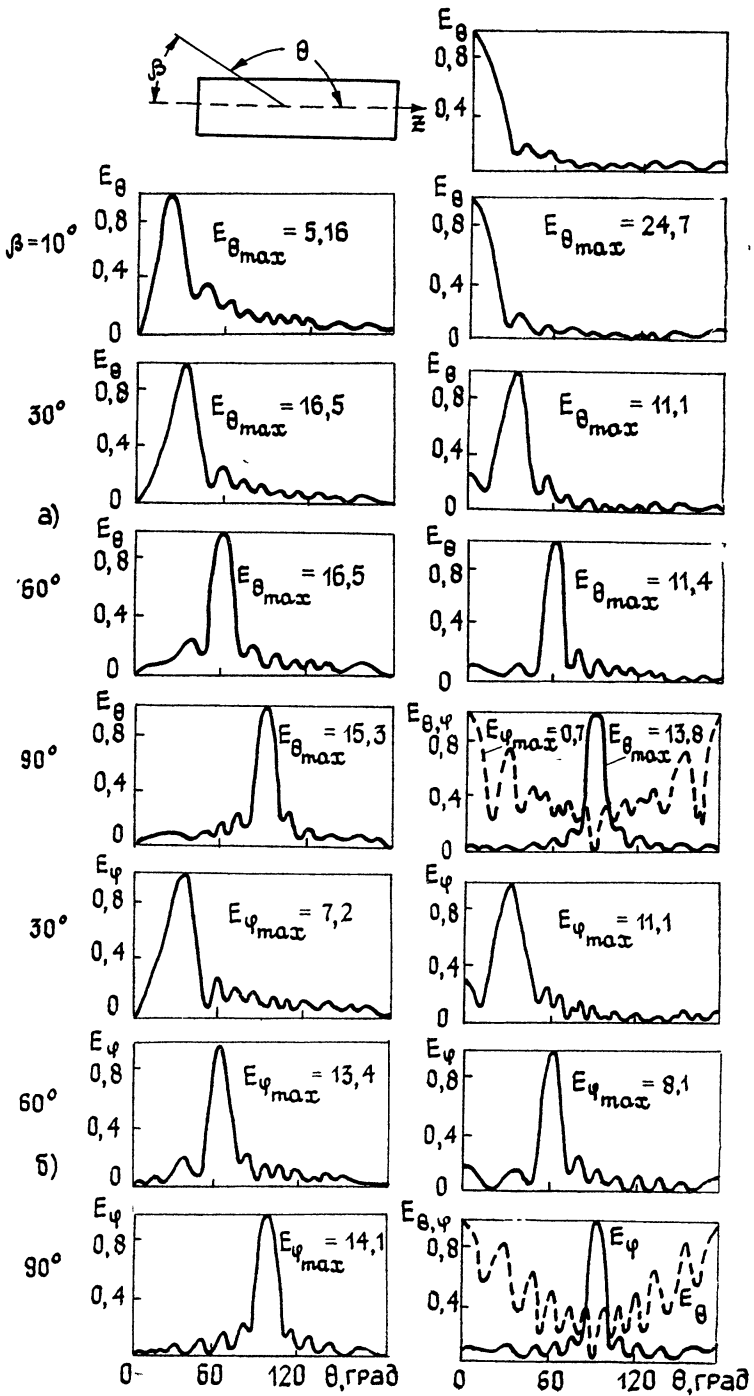


Рис. 3.

над поверхностной. В диаграмме рассеяния четко выражен зеркальный лепесток. Когда $\beta < 20^\circ$, вклад поверхностной волны резко возрастает и она становится определяющей. Главный лепесток диаграммы рассеяния направлен уже не в зеркальном, а в осевом направлении. Причины резкого возрастания амплитуды поверхностной волны становятся понятными, если рассмотреть задачу возбуждения того же диэлектрического стержня поверхностной волной. При длине стержня $kL=30$, радиусе цилиндра $kR=1,47$ и диэлектрической проницаемости $\epsilon=2,5$ ширина основного лепестка диаграммы направленности составляет примерно 20° . При переходе к задаче дифракции область углов падения плоской волны, соответствующая главному лепестку, согласно теореме взаимности характеризуется интенсивным возбуждением поверхностной волны.

Соотношения максимальных значений $E_{\theta_{1\max}}$ и $E_{\varphi_{1\max}}$ приведены в табл. 3 для разных углов падения β .

Таблица 3

E-поляризация

β°	0	10	30	60	90
$E_{\theta_{0\max}}$	0	0,21	1,48	1,45	1,1
$E_{\theta_{1\max}}$	1	1	1	1	1
$E_{\varphi_{1\max}}$	1	1	0,98	0,44	0,05

H-поляризация

β°	0	15	30	60	90
$E_{\rho_{0\max}}$	0	0,13	0,65	1,65	1,66
$E_{\theta_{1\max}}$	1	1	1	1	1
$E_{\varphi_{1\max}}$	1	1	0,98	0,62	0,11

По форме диаграммы рассеяния для компонент E_{φ_1} и E_{θ_1} незначительно различаются во всех случаях, кроме $\beta=90^\circ$. При нормальном падении плоской волны ($\beta=90^\circ$) составляющая E_{φ_1} определяется двумя встречными поверхностными волнами (рис. 2) и поэтому имеет максимумы по оси цилиндра. Амплитуда $E_{\varphi_{1\max}}$ мала.

Что касается поля нулевой азимутальной гармоники, то амплитуда ее (табл. 2) соизмерима, а иногда и превышает амплитуду поля первой гармоники. Диаграмма рассеяния в этом случае имеет нулевое излучение по оси и характерный зеркальный лепесток.

Кратко обсудим результаты по *H*-поляризации. В связи с тем, что распределения эквивалентных токов для *E*- и *H*-поляризаций (рис. 1, 2) отличаются не очень сильно, сохраняются закономерности формирования диаграмм рассеяния (рис. 3б).

Таблица 4

β°	0	15	30	45	60	75	90
$\sigma_{\theta\theta}/\lambda^2$	0,642	0,02	0,184	0,03	0,06	0,14	9,1
$\sigma_{\varphi\varphi}/\lambda^2$	0,642	0,065	0,181	0,002	0,01	0,004	1,04

Определенный интерес представляет матрица обратного рассеяния. Как и у всякого тела вращения, эта матрица имеет только диагональные элементы, их значения приведены в табл. 4. При этом учтены вклады азимутальных гармоник с номером $m=0, 1, 2, 3$. Отметим, что величины $\sigma_{\theta\theta}/\lambda^2$ и $\sigma_{\varphi\varphi}/\lambda^2$ определяются в основном полем первой и нулевой азимутальных гармоник.

1. Васильев Е. Н., Седелъникова З. В., Серегина А. Р. — Сб. научно-методических статей по прикладной электродинамике, 1983, вып. 6, с. 15.
2. Васильев Е. Н., Седелъникова З. В., Серегина А. Р. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 7, с. 833.
3. Седелъникова З. В. — Труды МЭИ, 1979, вып. 433, с. 52.
4. Васильев Е. Н., Седелъникова З. В., Серегина А. Р. — Радиотехника и электроника, 1979, 24, № 4, с. 674.
5. Васильев Е. Н. — ЖВММФ, 1965, 5, № 5, с. 841.
6. Айзенберг Г. З., Ямпольский В. Г., Терешин О. Н. Антенны УКВ. — М.: Связь, 1977. Ч. I.

Московский энергетический институт

Поступила в редакцию
20 июля 1984 г.

DIFFRACTION OF A PLANE WAVE BY A DIELECTRIC CYLINDER OBLIQUE INCIDENCE

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

The problem of the diffraction of a plane wave by the dielectric circular cylinder of the finite length is discussed, when the incident field has two different polarizations. The direction of the propagation of the wave does not coincide with the axis of revolution of the body. The problem is solved by means of the method of the integral equations with the equivalent surface electric and magnetic currents as unknown functions. These currents are computed for different angles of incidence. The main attention is paid to the physical treating of the results of the computations.

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, т. XXV, № 6, 1985 г.

Рожанский В. А. Возмущенные электрические поля и эволюция ионосферных неоднородностей.

Выведены уравнения, описывающие трехмерную эволюцию неоднородностей в реальной ионосферной плазме. Полученная система оказывается удобной для численных расчетов, так как в отличие от исходной не содержит сильно различающихся коэффициентов переноса по разным направлениям. Продемонстрирована эффективность предложенного подхода на примере однородной безграничной плазмы, для которой известны аналитические и численные решения.

Ерухимов Л. М., Широ П. И. О влиянии формы трехмерного спектра флуктуаций ионосферной плазмы на спектральные характеристики сигналов при ее зондировании.

Получены выражения, описывающие спектральные характеристики отраженных от ионосферы сигналов при ее вертикальном и наклонном зондировании в зависимости от формы трехмерного спектра флуктуаций плазмы. Рассмотрены методы диагностики спектра неоднородностей и направления их дрейфа.

Керблай Т. С., Ковалевская Е. М. Эффекты крупномасштабных неоднородностей ионосферы в распространении дециметровых радиоволн.

С помощью численного эксперимента исследованы эффекты одновременного влияния регулярных пространственно-временных градиентов и крупномасштабных ПИВ в угловых и доплеровских характеристиках распространения радиоволн. В качестве моделей ионосферы выбрано несколько типичных для средних широт условий, когда крупномасштабное ПИВ в слое F2 развивается на фоне зимней или равноденственной структуры ионосферы. Получены выводы о характере эффектов ПИВ при различных состояниях фоновой ионосферы, которые могут быть использованы при интерпретации результатов эксперимента.

Ткаченко Б. В., Мельников А. О., Ридлер В. К., Лазутин Л. Л., Дудаков А. К., Горохов Н. А., Перцовский Р. А., Патенчиков А. А., Сазанов В. А. Влияние вариаций электрического поля и вторжения заряженных частиц на характеристики КВ-радиосигналов на авроральной радиотрассе.

Представлены результаты эксперимента по наклонному зондированию авроральной ионосферы КВ-радиоволнами, данные по вариациям электрического поля и потокам жестких электронов. Обнаружено раздельное влияние вариаций электрического поля и потоков электронов на амплитуду рассеянного радиосигнала различных частот.

(Окончание см. с. 228)