

РАСПРОСТРАНЕНИЕ, ДИФРАКЦИЯ И РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

УДК 621.37

Е. А. ВЕЛИЧКО, А. П. НИКОЛАЕНКО

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины,
ул. Ак. Проскуры, 12, г. Харьков, 61085
E-mail: sasha@ire.kharkov.ua

ВЛИЯНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОКРЫТИЯ НА РАССЕЯНИЕ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ МЕТАЛЛИЧЕСКИМ ЦИЛИНДРОМ

Исследование влияния диэлектрического покрытия на рассеяние электромагнитных волн от идеально проводящих объектов было и остается актуальной задачей. В данной работе решена задача дифракции плоской электромагнитной волны на идеально проводящем бесконечном цилиндре с диэлектрическим покрытием для случаев E- и H-волны. В расчетах использовалось классическое электродинамическое решение, что позволило построить пространственное распределение полей в слое диэлектрика и сопоставить его с расчетным рассеянным полем вдали от цилиндра в направлении обратного рассеяния и в направлении падающей волны. В этом решении для выявления связи между характеристиками рассеянного поля в дальней зоне и его структурой в слое диэлектрика расчеты проводились при различных соотношениях между длиной волны и толщиной диэлектрического покрытия. Показано, что появление характерных “пачек” или “ступенек” в отраженном поле связано с резонансами в диэлектрическом слое, так как рассеянное поле зависит от распределения вторичных источников в этом слое. Тонкая же структура “пачек” (быстрые изменения с частотой) связана с изменениями в азимутальном распределении вторичных источников как в диэлектрике, так и на поверхности проводящего цилиндра. Показано, что применение диэлектрических покрытий не может сделать металлический цилиндр невидимым во всем СВЧ диапазоне.

Ключевые слова: рассеяние радиоволн, дифракция на круговом цилиндре

1. Введение

Рассеяние плоских электромагнитных волн на цилиндрических объектах достаточно хорошо изучено [1–5]. Имеется целый ряд работ о рассеянии плоской волны на идеально проводящих цилиндрах с диэлектрическими [6–13] или магнитными [14, 15] покрытиями, причем покрытия могут быть как без потерь, так и с потерями. Существуют также работы, в которых представлены результаты исследования распределения поля вокруг цилиндрических объектов [18, 19], однако в них связь между характеристиками рассеянного поля в дальней зоне и его структурой в слое диэлектрика не обсуждается. Мы провели расчеты рассеянного поля в дальней зоне для различных соотношений между длиной волны и толщиной диэлектрического покрытия и попытались

объяснить полученные результаты с помощью модовой структуры поля (поперечных резонансов) в слое диэлектрика. Для демонстрации достоверности полученных результатов в конце работы проводится сравнение наших результатов с упомянутыми выше публикациями.

2. Постановка задачи

Рассматривается задача о дифракции плоской электромагнитной волны на идеально проводящем цилиндре бесконечной длины и радиуса a_1 . Цилиндр покрыт слоем диэлектрика толщиной h (с произвольным комплексным значением диэлектрической проницаемости $\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$). Используется временная зависимость вида $e^{i\omega t}$. Цилиндр находится в вакууме, а вертикальная ось z системы координат (ρ, z, φ) совмещена с осью цилиндра. Вдоль оси x справа налево на него падает плоская монохроматическая

© Е. А. Величко, А. П. Николаенко, 2013

волна единичной амплитуды. Геометрия задачи в координатах xu представлена на рис. 1.

Рассматриваются волны двух поляризаций: электрической (поперечно-магнитная или TM поляризация) и магнитной (поперечно-электрическая или TE поляризация). В первом случае вектор электрического поля падающей волны параллелен оси цилиндра, $\vec{E}^{inc} = \vec{E}_z^{inc}$. Волну электрической поляризации будем называть E -волной. Во втором случае (H -волна) вектор магнитного поля параллелен оси цилиндра, $\vec{H}^{inc} = \vec{H}_z^{inc}$.

Как и в наших предыдущих работах [16, 17] мы использовали разложение полей по модифицированным функциям Бесселя первого и второго рода $I_m(\gamma\rho)$ и $K_m(\gamma\rho)$ комплексного аргумента [4], вычисляемых с помощью стандартных программ библиотеки IMSL системы программирования Visual Fortran.

Считаем, что внутри металлического цилиндра ($\rho < a_1$) все компоненты поля обращаются в нуль. Общее решение в вакууме ($\rho > a_2$) имеет вид

$$E_z = E_z^{inc} + E_z^{sc} = E_0 \sum_{m=0}^{\infty} \delta_m [I_m(\gamma\rho) + R_m^{(3)} K_m(\gamma\rho)] \times \cos(m\varphi), \quad (1)$$

где $E_0 = 1$ В/м – амплитуда падающего поля; $\delta_0 = 1$ и $\delta_m = 2$ при $m \geq 1$; $R_m^{(3)}$ – коэффициент отражения цилиндрической волны от границы диэлектрик–вакуум ($\rho = a_2$), индекс (3) обозначает номер подобласти (см. рис. 1); m – азимутальный индекс; $\gamma = ik$ – постоянная распространения в вакууме, $k = \omega/c$. В формуле (1) первая

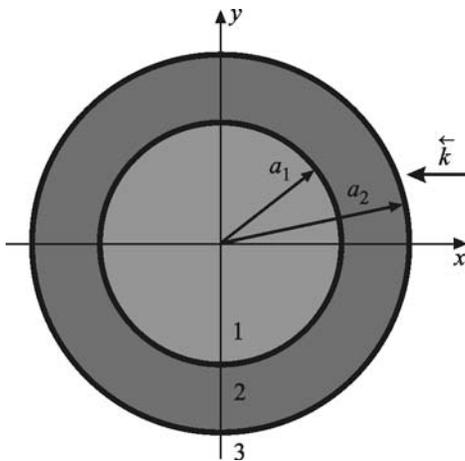


Рис. 1. Геометрия задачи

сумма $E_0 \sum_{m=0}^{\infty} \delta_m [I_m(\gamma\rho)] \cos(m\varphi)$ представляет собой разложение плоской волны по цилиндрическим функциям [4], а вторая сумма, члены которой пропорциональны $R_m^{(3)}$, отвечает рассеянным волнам.

Решение для области, занятой диэлектриком ($a_1 < \rho < a_2$), для случая E -волны имеет вид [4]

$$E_z = E_0 \sum_{m=0}^{\infty} \delta_m [T_m^{(2)} I_m(\gamma_2\rho) + R_m^{(2)} K_m(\gamma_2\rho)] \cos(m\varphi), \quad (2)$$

где $T_m^{(2)}$ – коэффициент прохождения волны через границу диэлектрик–вакуум ($\rho = a_2$), индекс (2) обозначает номер подобласти (см. рис. 1); $R_m^{(2)}$ – коэффициент отражения волны от границы металл–диэлектрик ($\rho = a_1$); $\gamma_2^2 = k^2(i\epsilon'' - \epsilon')$ – комплексная постоянная распространения в слое диэлектрика. Таким образом, формулы (1) и (2) описывают электрические поля вне металлического цилиндра с покрытием и внутри диэлектрического покрытия соответственно.

Магнитная проницаемость во всех областях полагалась равной единице.

Коэффициенты отражения и прохождения находятся из граничных условий. На границе металл–диэлектрик ($\rho = a_1$) тангенциальная компонента электрического поля равна нулю, $E_z = 0$. На границе диэлектрик–вакуум ($\rho = a_2$) непрерывны тангенциальные компоненты полей E_z и H_φ .

Для нахождения коэффициентов прохождения и отражения для каждой из гармоник m решалась система линейных уравнений вида $A \cdot X = B$, состоявшая из трех уравнений с тремя неизвестными. Предполагалось, что $m \in [0, 100]$. Здесь A – квадратная матрица с комплексными членами, B – матрица-столбец, которая описывает источники, т. е. падающую справа плоскую волну, а X – матрица-столбец из искоемых коэффициентов. Точность результатов решения задачи оценивалась нами в предыдущих работах. Как показано в работе [16], коэффициенты разложения T_m и R_m имеют один порядок при фиксированном значении аргумента до тех пор, пока индекс m не превышает значений аргумента $|\gamma a|$ (или $|\gamma_2 h|$). После этого коэффициенты разложения быстро убывают с ростом m и при $m \geq 2|\gamma a|$ составляют величины порядка 10^{-10} . Поскольку нами рассматриваются аргументы $|\gamma a| \leq 56$, а в разложениях учитываются члены с $m = 100$,

получаемые результаты обладают точностью, приемлемой для любых практических применений.

Матрица A имеет вид

$$A = \begin{pmatrix} K_m(\gamma_2 a_1) & 0 & I_m(\gamma_2 a_1) \\ K_m(\gamma_2 a_2) & -K_m(\gamma a_2) & I_m(\gamma_2 a_2) \\ YK'_m(\gamma_2 a_2) & -K'_m(\gamma a_2) & YI'_m(\gamma_2 a_2) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где $m = 0, 1, 2, \dots$; $Y = \sqrt{\epsilon/\mu}$ – обратное волновое сопротивление (адмитанс) вакуума, а векторы X и B принимают следующий вид:

$$X = \begin{pmatrix} R_m^{(2)} \\ R_m^{(3)} \\ T_m^{(2)} \end{pmatrix}, \quad B = \begin{pmatrix} 0 \\ I_m(\gamma a_2) \\ I'_m(\gamma a_2) \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$m = 0, 1, 2, \dots$

Общее решение вне цилиндра ($\rho > a_2$) для случая H -волны имеет вид

$$H_z = H_z^{inc} + H_z^{sc} = H_0 \sum_{m=0}^{\infty} \delta_m \left[I_m(\gamma \rho) + \hat{R}_m^{(3)} K_m(\gamma \rho) \right] \times \cos(m\varphi). \quad (5)$$

Решение для области ($a_1 < \rho < a_2$)

$$H_z = H_0 \sum_{m=0}^{\infty} \delta_m \left[\hat{T}_m^{(2)} I_m(\gamma_2 \rho) + \hat{R}_m^{(2)} K_m(\gamma_2 \rho) \right] \times \cos(m\varphi). \quad (6)$$

На границе металл–диэлектрик ($\rho = a_1$) тангенциальная компонента электрического поля равна нулю, $E_\varphi = 0$. На границе диэлектрик–вакуум ($\rho = a_2$) непрерывны тангенциальные компоненты поля H_z и E_φ . Формулы (5) и (6) описывают магнитные поля вне металлического цилиндра с покрытием и внутри диэлектрического покрытия соответственно.

Матрица A для случая H -волны имеет вид

$$A = \begin{pmatrix} K'_m(\gamma_2 a_1) & 0 & I'_m(\gamma_2 a_1) \\ K_m(\gamma_2 a_2) & -K_m(\gamma a_2) & I_m(\gamma_2 a_2) \\ Y^* K'_m(\gamma_2 a_2) & -K'_m(\gamma a_2) & Y^* I'_m(\gamma_2 a_2) \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где $m = 0, 1, 2, \dots$; $Y^* = \sqrt{\mu/\epsilon} = 120\pi$ Ом – волновое сопротивление вакуума, а векторы X и B имеют вид (4).

Сравнивая формулы для случаев E и H -волн видим, что отличие состоит в матрице A (формулы (3) и (7)), в то время как вектора X и B имеют один и тот же вид.

3. Численные результаты

На рис. 2, a и b представлены зависимости рассеянного поля от частоты в направлении обратного рассеяния для случаев E - и H -волны. Кривая 1 соответствует металлическому цилиндру, кривая 2 – металлическому цилиндру со слоем диэлектрика. Расчет рассеянного поля на большом расстоянии ρ от цилиндра проводился при использовании асимптотической формулы для функции $K_m(\gamma \rho)$: $K_m(\gamma \rho) \approx \sqrt{\frac{\pi}{2\gamma \rho}} e^{-\gamma \rho}$ при больших аргументах ($|\gamma \rho| \gg m$). При получении численных значений полагалось, что $\rho = 10$ м. Параметры объекта были следующими: радиус цилиндра $a_1 = 3$ см, толщина диэлектрического слоя $h = 0.5$ см, диэлектрическая проницаемость слоя $\epsilon' = 4$ ($\epsilon'' = 0$).

Из рис. 2, a видно, что слой диэлектрика на металлическом цилиндре приводит к тому, что вместо гладкой кривой 1, характерной для рассеяния от металлического цилиндра, появляется кривая с быстрыми осцилляциями (кривая 2), которые объединяются в характерные группы (“пачки”). При этом амплитуда рассеянного поля как функция частоты может быстро изменяться почти в 3 раза. В зависимости от частоты амплитуда отраженного поля может упасть вдвое по сравнению со случаем цилиндра без покрытия или возрасти в 1.5 раза. Можно предположить, что осцилляции отражений вызваны “продольными” резонансами за счет изменения числа волн, укладывающихся вдоль окружности цилиндра.

Появление различных групп отражений можно связать с возникновением так называемых “поперечных” резонансов (запертых мод) в слое диэлектрика (диэлектрическом волноводе). Действительно, поле в плоском диэлектрическом слое представляется в виде суммы наклонных плоских волн (волн Бриллюэна), для которой выполняется условие $k^2 = k_\perp^2 + k_\parallel^2$, где $k_\perp = k \sin \theta$, $k_\parallel = k \cos \theta$, θ – угол, который составляет вектор \vec{k} с осью распространения x . Волна становится распространяющейся, если ее частота превышает критическую частоту диэлектрического волновода.

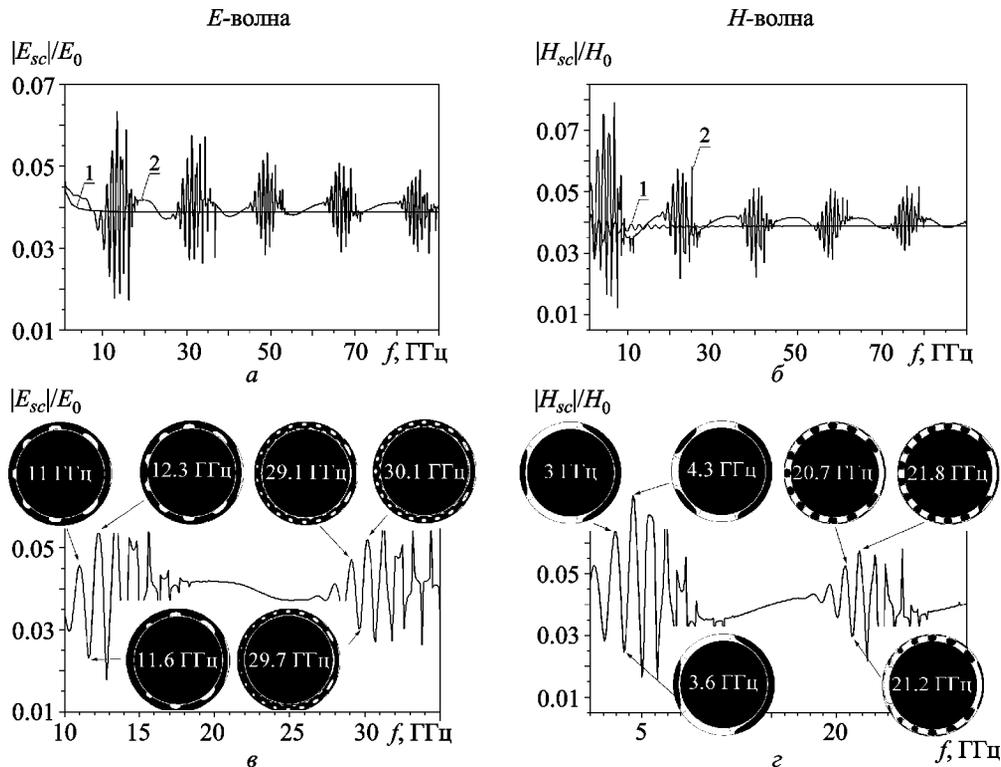


Рис. 2. Зависимость обратного ($\varphi = 0$) рассеяния от частоты для E - и H -волны (a и b): кривая 1 – металлический цилиндр, кривая 2 – металлический цилиндр со слоем диэлектрика. Пространственные распределения $\text{Re}\{H_\varphi\}$ и $\text{Re}\{E_\varphi\}$ на частотах экстремумов – круговые черно-белые диаграммы (v и z соответственно)

На частотах, незначительно превышающих критическую частоту, волны Бриллюэна падают на границы почти перпендикулярно и фазовая скорость заметно превышает скорость света. На критической частоте или частоте отсечки данного волноводного типа (моды) распространение энергии вдоль оси волновода прекращается, потому что падение парциальных волн становится нормальным. В этом случае можно говорить о “поперечном” резонансе, когда волна захватывается, как в резонаторе Фабри–Перро. Частота отсечки волновода (или частота поперечного резонанса в слое диэлектрика) определяется из условия $nkh = p\pi$, или в длинах волн $nh = p\lambda/2$, где p – номер поперечного резонанса, λ – длина волны, h – толщина диэлектрика, а n – его показатель преломления. Первая “пачка” быстрых осцилляций на графиках рис. 2 связана с первым поперечным резонансом, когда в слое диэлектрика укладывается половина длины волны ($nh = \lambda/2$). Конечно, такие соображения носят приближенный характер, поскольку выше речь шла о резонансах в плоском слое диэлектрика, а на самом деле рассматривается цилиндрическая

структура. Поэтому для проверки наводящих соображений были выполнены расчеты поля в слое диэлектрика. Для приведенной выше толщины диэлектрического покрытия первый поперечный резонанс (первая группа) соответствует частоте 15 ГГц, а вторая “пачка” (второй поперечный резонанс) отвечает условию $nh = \lambda$, т. е. частоте около 30 ГГц. Расчеты подтвердили правильность предлагаемой интерпретации. В частности, количество поперечных резонансов в частотной зависимости рассеянного поля увеличивается с ростом толщины диэлектрического покрытия. Иными словами, расстояние между соседними “пачками” уменьшается, а положение первой “пачки” смещается в сторону низких частот. Если сравнить два верхних графика рис. 2, a и b , то видно, что в случае H -волны кривая 1 имеет несколько иной вид – даже для металлического цилиндра без покрытия рассеянное поле осциллирует. Видно, что по сравнению со случаем E -волны положение “пачек” (поперечных резонансов) смещается в сторону низких частот, а амплитуда рассеянного поля может изменяться с частотой почти в 10 раз.

Удобно считать, что рассеянное поле создается структурой вторичных источников “токов”, возникающих на цилиндре и в диэлектрическом покрытии [12, 13]. Каждый из таких вторичных источников излучает в окружающее пространство, а их поля, складываясь, образуют рассеянное поле. На различных частотах вторичные источники будут распределены по-разному. Во-первых, их количество вдоль окружности цилиндра будет изменяться с частотой, что должно приводить к осцилляциям внутри “пачки”. Во-вторых, радиальное распределение вторичных источников должно отличаться для разных “пачек”. В первом случае источники должны отражать изменения распределения поля вдоль координаты φ , а во втором – модовую структуру поля вдоль координаты r .

С этой целью мы провели расчеты поля в окрестности металлического цилиндра с покрытием и сопоставили результат с частотными изменениями отраженной волны. Для того чтобы описать мгновенное распределение “электрических токов” вторичных источников в пространстве вокруг цилиндра, мы построили пространственные зависимости вещественных частей компонент магнитного и электрического полей.

Графики рис. 2, *в* и *г* воспроизводят в увеличенном масштабе зависимости рассеянного в обратном направлении поля, приведшиеся на рис. 2, *а* и *б* соответственно, что позволяет нам сопоставить экстремумы этих зависимостей с конкретными угловыми распределениями компонент магнитного или электрического полей. Последние показаны с помощью круговых черно-белых диаграмм. Здесь приведен диапазон частот, соответствующий первому и второму поперечным резонансам и даны картины пространственного распределения вещественной части компоненты магнитного поля $\text{Re}\{H_\varphi\}$ (для E -волны) и электрического поля $\text{Re}\{E_\varphi\}$ (для H -волны). Каждая картина отвечает частотам соседних максимумов и минимумов в рассеянном поле. Соответствие между рассеянием и распределением поля обозначено стрелками. Таким образом, вставки демонстрируют распределение “токов” в слое диэлектрика, а стрелка указывает на соответствующий максимум или минимум в отраженном поле дальней зоны. Белому цвету соответствует максимум поля, а черному – его минимум. На вставках белые окружности обозначают границу между металлом и диэлектриком. Видно,

что на низких частотах ($f = 11$ ГГц) преобладают колебания с низкими индексами m , причем наибольшее из них по амплитуде отвечает значению $m = 7$, с ростом частоты колебаний, попадающих в резонанс, становится много, доминируют колебания с высокими индексами. На частоте $f = 29.1$ ГГц наибольшая амплитуда колебаний отвечает $m = 18$. Из картин пространственного распределения видно, что в области обратного рассеяния колебания, отличающиеся индексом m , сливаются друг с другом. Так возникает перекрытие нескольких собственных цилиндрических волн близких индексов как в случае первого, так и второго поперечных резонансов. Это обусловлено взаимным перекрытием частотных характеристик отдельных типов колебаний, отличающихся индексом m . Поэтому падающая справа плоская волна данной амплитуды возбуждает не один, а несколько соседних типов цилиндрических волн, что создает сложное пространственное распределение вторичных источников.

Сравнивая картины распределения поля для первого и второго поперечных резонансов, мы видим, как изменяется структура поля вдоль радиуса: при $p = 1$ в слое диэлектрика укладывается половина длины волны и вдоль радиуса наблюдается один максимум поля, при $p = 2$ в слое укладывается целая длина волны, вдоль радиуса наблюдаются два максимума, между которыми проходит линия узлов (минимум поля). Рис. 2, *г* показывает, что в случае H -волны в слое диэлектрика также возникает система “токов”, соответствующая полному полю. Из картин пространственного распределения видно, что на низких частотах можно с уверенностью определить, какая пространственная мода поля доминирует (с каким индексом m): например, на частоте $f = 3$ ГГц главную роль играют колебания с $m = 3$, а на частоте $f = 4.3$ ГГц – колебания с $m = 4$. На более высоких частотах такие оценки делать сложнее – колебаний становится много, на обратной стороне цилиндра доминируют колебания с высокими индексами, а в области $\varphi = 0^\circ$ этих мод оказывается так много, что они сливаются в сложную структуру с большими угловыми размерами.

Слой диэлектрика на металлическом цилиндре приводит к изменению поведения рассеянного поля и в направлении падающей волны ($\varphi = 180^\circ$). На рис. 3, *а* и *б* представлены зависимости такого

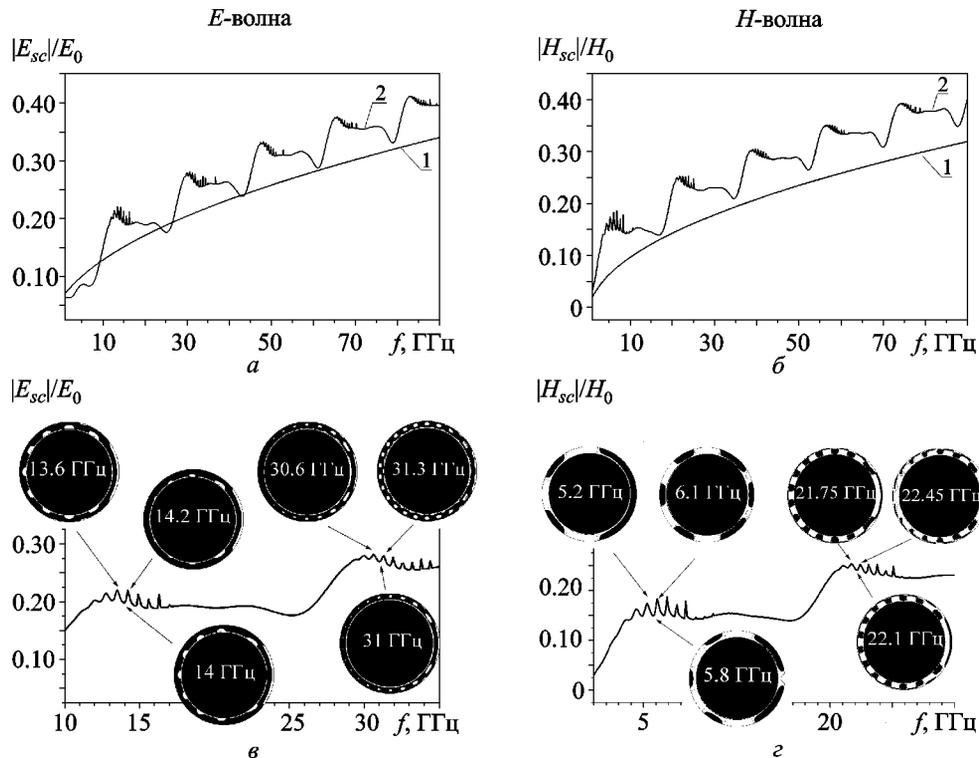


Рис. 3. Зависимость прямого ($\varphi = 180^\circ$) рассеяния от частоты для E - и H -волны (a и b): кривая 1 – металлический цилиндр, кривая 2 – металлический цилиндр со слоем диэлектрика. Пространственные распределения $\text{Re}\{H_\varphi\}$ и $\text{Re}\{E_\varphi\}$ на частотах экстремумов – круговые черно-белые диаграммы (ϑ и ζ соответственно)

рассеяния от частоты для металлического цилиндра (кривая 1) и для металлического цилиндра со слоем диэлектрика (кривая 2) для случаев E - и H -волны. Видно, что диэлектрическое покрытие приводит к появлению своеобразных “ступенек” в частотной зависимости поля, рассеянного в направлении падающей волны. Амплитуда рассеянного поля возрастает в 1.3 раза по сравнению со случаем цилиндра без покрытия. Быстрые вариации поля с ростом частоты уменьшаются, и для первого резонанса они составили $\approx 14\%$ от среднего значения, для второго резонанса $\approx 7\%$, для третьего $\approx 3\%$.

Фазы прямой и рассеянной волн таковы, что поле, рассеянное в направлении падающей волны, складываясь с падающей волной, дает очень малую величину в области “тени”, а рост рассеяния с частотой означает более глубокую “тень”. Из сравнения графиков рис. 3, a и b видно, что положение “ступенек” в случае H -волны смещается в сторону низких частот. Сравнивая верхние графики рис. 2 и рис. 3, видим, что цилиндр с покрытием сильнее рассеивает в направлении падающей волны, т. е. в целом обратное рассеяние ослабевает.

Появление характерных “ступенек” также связано с поперечными резонансами в диэлектрическом слое. Частоты “пиков” в рассеянных полях в направлениях прямого и обратного рассеяния зависят от распределения вторичных источников вдоль окружности цилиндра, они оказываются близкими, но не совпадают. Изменения в графиках зависимости рассеянного поля от частоты при изменении толщины диэлектрического покрытия носят примерно такой же характер, что и в случае обратного рассеяния – с ростом толщины диэлектрического покрытия количество поперечных резонансов увеличивается, расстояние между соседними резонансами уменьшается, а положение первого резонанса смещается в сторону низких частот. На графиках рис. 3, ϑ и ζ приведены зависимости, аналогичные приведенным на рис. 2, ϑ и ζ , но для случая рассеяния в направлении падающей волны. Видно, что для E -волны на низких частотах преобладают колебания, наибольшая амплитуда которых отвечает $m = 9$ для первого поперечного резонанса, на более высоких частотах – колебания, наибольшая амплитуда которых отвечает $m = 20$ для второго поперечного резонанса.

Здесь также наблюдается перекрытие нескольких собственных цилиндрических волн близких индексов. Из рис. 3, z видно, что для H -волны на низких частотах для первого поперечного резонанса доминируют моды с низким индексом m , на частоте $f = 6.1$ ГГц $m = 6$. На более высоких частотах для второго поперечного резонанса доминируют колебания высоких индексов, отвечающие $m = 20$, однако типов колебаний становится много, и они сливаются друг с другом. При сопоставлении графиков рис. 2 и рис. 3 обнаруживается, что значения индексов m для прямого рассеяния близки к значениям индексов для случая обратного рассеяния, а периодическая структура поля внутри диэлектрика более четко проявляется на “теневого” стороне цилиндра (в области $\varphi = 180^\circ$), в направлении же обратного рассеяния картина оказывается размытой.

До сих мы использовали как безразмерные, так и размерные величины (а именно частоту), что не всегда удобно. Преобразуем результаты к безразмерным величинам. На рис. 4 в безразмерных координатах представлено распределение рассеянного поля при изменении частоты падающей волны и диэлектрической проницаемости слоя диэлектрика на большом расстоянии от цилиндра в направлении обратного рассеяния. По оси x отложен безразмерный радиус металлического цилиндра $ka = ka_1$, а по оси y – безразмерная толщина слоя покрытия $kh\sqrt{\epsilon\mu}$, где $h = a_2 - a_1$. Расчет выполнен для случая E -волны для приведенных выше параметров цилиндра, диэлектрическая проницаемость слоя диэлектрика изменяется в пределах $0.1 \div 5$.

Между графиками рис. 2, a и рис. 4 существует полное соответствие. Серию ломаных кривых 1 на рис. 4 можно соотнести с первой “пачкой” на рис. 2, a , серию кривых 2 – со второй “пачкой” и т. д. Иными словами, серии ломаных кривых 1 – 4 отвечают отдельным поперечным резонансам в слое покрытия. Тонкая структура каждой из ломаных кривых на рис. 4 отражает быстрые осцилляции в зависимости рассеянного поля от частоты. Эти осцилляции обусловлены “пачками” “продольных” резонансов, т. е. переходом от одного превалирующего индекса m к другому. Начальные, нисходящие левые, части ломаных линий соответствуют “закритичным” условиям распространения волны данной частоты в покрытии. Отметим, что эта аналогия условна, поскольку речь идет не о плоской, а о цилиндрической структуре. Правые, восходящие, части ломаных линий отвечают ситуации, когда поле в слое покрытия описывается отдельным поперечным резонансом. Как видно, все ломаные полосы структурированы, это говорит об универсальном характере “пачек” в рассеянном поле. Иными словами, металлический объект цилиндрической формы, покрытый слоем диэлектрика, характеризуется рассеянием, быстро изменяющимся с частотой падающей плоской волны. Поэтому минимум отражений всегда соседствует с максимумом, а само рассеянное поле быстро изменяется в несколько раз при изменении частоты. Отсюда становится ясным, что диэлектрическое покрытие способно ослабить рассеяние на некоторых частотах, но не способно сделать цилиндрический объект невидимым в широком диапазоне частот.

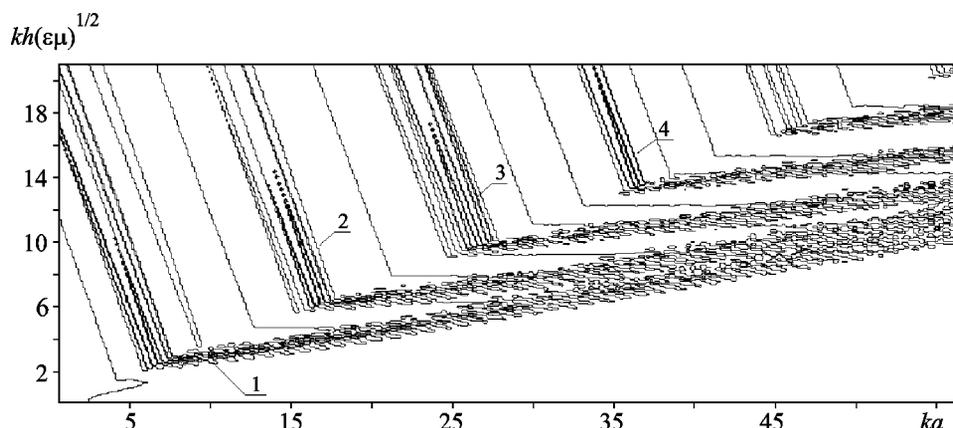


Рис. 4. Распределение рассеянного поля при изменении частоты и диэлектрической проницаемости слоя диэлектрика для случая E -волны

Имеется ряд работ [5–14], где исследовалось рассеяние плоской электромагнитной волны на двухслойных цилиндрах, что позволяет сопоставить наши результаты с опубликованными данными. Результаты расчетов нормированного сечения обратного рассеяния, проведенные нами (см. рис. 5 и рис. 6), хорошо согласуются с расчетами, приведенными на рис. 1 и рис. 2 в работе [8]. Здесь λ – длина волны в вакууме, a_1 – радиус металлического цилиндра, a_2 – радиус металлического цилиндра со слоем диэлектрика, σ – сечение обратного рассеяния. Для некоторых приведенных в работе [8] значений параметров цилиндра и длин волн тоже возникают поперечные резонансы. Соответствующее исследование автором не проводилось и структура поля внутри диэлектрика не изучалась, что не позволило связать ее с характеристиками рассеянного поля в дальней зоне.

В работах [12, 13] задача дифракции на идеальном проводящем цилиндре, покрытом слоем диэ-

лектрика, решалась методом интегральных уравнений. Неизвестными функциями были электрический ток на поверхности идеального проводника и эквивалентные электрические и магнитные “токи” на диэлектрическом покрытии, которые определяются наложением падающих и отраженных волн. Исследовались бесконечный и конечный цилиндры. В отличие от нашей работы, в [12] рассматривался случай осевого падения. В [13] анализируются случаи осевого и наклонного падения. Сходство с нашей работой состоит в том, что для интерпретации физической картины явлений здесь анализировались кривые распределения эквивалентных “токов” для различных значений диэлектрической проницаемости слоя. Однако методика решения была совершенно иной. Исследования распределения поля вокруг цилиндрических объектов были опубликованы в работах [18, 19]. Однако в них, в отличие от нашей работы, рассматривались одно-, двух- и трехслойные диэлектрические резонаторы, огра-

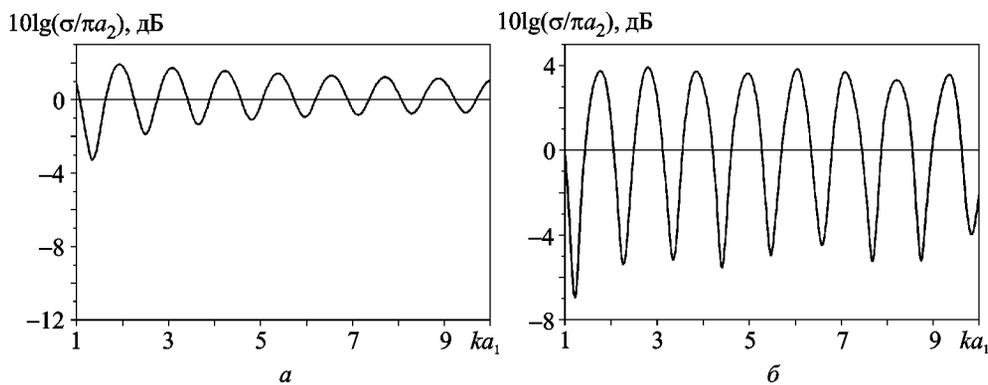


Рис. 5. Нормированное сечение обратного рассеяния проводящего цилиндра с диэлектрическим покрытием ($\epsilon = 4$) для случая H -волны: a – $h = 0.04\lambda$, b – $h = 0.1\lambda$

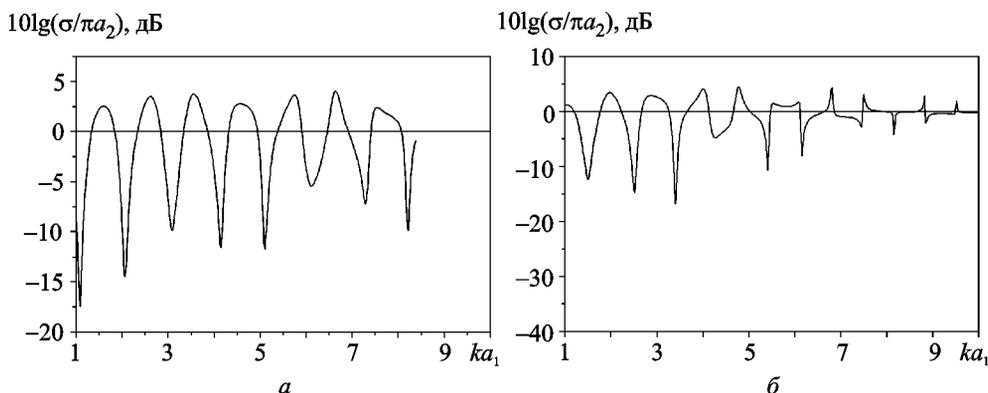


Рис. 6. Нормированное сечение обратного рассеяния проводящего цилиндра с диэлектрическим покрытием ($\epsilon = 2.56$, $h = 0.41\lambda$): a – для случая E -волны, b – для случая H -волны

ниченными на торцах бесконечными идеально проводящими поверхностями, и исследовались собственные колебания таких резонаторов.

4. Выводы

Проведены расчеты дифракции плоской электромагнитной волны на идеально проводящем цилиндре с диэлектрическим покрытием. Для расчета полей использовалось строгое электродинамическое решение и современное программное обеспечение. Показано, что отраженное поле быстро изменяется с частотой, причем быстрые осцилляции объединяются в группы (“пачки”). Диэлектрическое покрытие может ослабить обратное рассеяние почти в два раза, но при этом на очень близких частотах рассеянное поле может возрасти в полтора раза по сравнению со случаем цилиндра без покрытия. Прямое рассеяние также изменяется с частотой, причем изменения амплитуды поля носят ступенеобразный характер, на который наложены быстрые вариации примерно 10 %-го уровня. Максимумы и минимумы в амплитуде поля в случае прямого и обратного рассеяния близки, но не совпадают.

Анализ показал, что в диэлектрическом слое образуется характерная структура поля (или характерные вторичные “токи”, наведенные падающей волной). Эта структура напоминает распределение волны внутри диэлектрического волновода. Показано, что различные поперечные резонансы в диэлектрическом слое отвечают отдельным “пачкам” в обратном рассеянии или “ступеням” в рассеянии вперед. Эти характеристики зависят от радиального распределения вторичных источников в слое диэлектрика. Тонкая структура “пачек” или быстрые изменения с частотой возникают за счет изменений в азимутальном распределении “токов” вторичных источников в диэлектрике и токов по поверхности проводящего цилиндра. Диэлектрическое покрытие способно заметно ослабить отражения от цилиндра, однако на соседних частотах эти отражения столь же заметно возрастают. Поэтому применение покрытий не может сделать объект невидимым во всем СВЧ диапазоне, однако частотные характеристики отраженного поля позволяют в принципе формулировать и решать обратную задачу – находить параметры диэлектрического покрытия удаленного объекта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *King R., Tai-Czунь У.* Рассеяние и дифракция электромагнитных волн / Пер. с англ. под ред. Э. Л. Бурштейна. – М.: ИИЛ, 1962. – 190 с.
2. *Потехин А. И.* Некоторые задачи дифракции электромагнитных волн. – М.: Сов. радио, 1948. – 134 с.
3. *Никольский В. В., Никольская Т. И.* Электродинамика и распространение радиоволн: учебное пособие для вузов. – М.: Наука, 1989. – 544 с.
4. *Wait J. R.* Introduction to antennas and propagation. – London: Peter Peregrinus Ltd, 1986. – 256 p.
5. *Kerker M. and Matijević E.* Scattering of electromagnetic waves from concentric infinite cylinders // J. Opt. Soc. Am. – 1961. – Vol. 51, No. 5. – P. 506–508.
6. *Tang Charles C. H.* Backscattering from dielectric-coated infinite cylindrical obstacles // J. Appl. Phys. – 1957. – Vol. 28, No. 5. – P. 628–633.
7. *Bussey Howard E. and Richmond Jack H.* Scattering by a lossy dielectric circular cylindrical multilayer, numerical values // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1975. – No. 9. – P. 723–725.
8. *Nan Wang.* Electromagnetic scattering from a dielectric-coated circular cylinder // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1985. – Vol. AP-33, No. 9. – P. 960–963.
9. *Hyо-Tae Kim and Nan Wang.* UTD solution for electromagnetic scattering by a circular cylinder with thin lossy coatings // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1989. – Vol. 37, No. 11. – P. 1463–1472.
10. *Helstrom C. W.* Scattering from a cylinder coated with a thin dielectric material. In: Electro-magnetic theory and Antennas. Pt. I. / Ed. by E. C. Jordan. – New York: MacMillan, 1963. – P. 133–144.
11. *Kodis R. D.* The radar cross-section of a conducting cylinder with dielectric sleeve at the optical limit. In: Electro-magnetic theory and Antennas. Pt. I. / Ed. by E. C. Jordan. – New York: MacMillan, 1963. – P. 127–132.
12. *Васильев Е. Н., Седелникова З. В., Серезина А. Р.* Дифракция плоской волны на идеально проводящем теле вращения с диэлектрической оболочкой // Изв. вузов. Радиофизика. – 1980. – Т. 23, № 7. – С. 833–840.
13. *Васильев Е. Н., Седелникова З. В., Серезина А. Р.* Дифракция плоской электромагнитной волны на цилиндре конечной длины со слоем диэлектрика // Изв. вузов. Радиофизика. – 1988. – Т. 31, № 9. – С. 1082–1090.
14. *Hans C. Strifors and Gaunaud Guillermo C.* Scattering of electromagnetic waves by a perfectly conducting cylinder with a thin lossy magnetic coating // IEEE Trans. Antennas Propag. – 2000. – Vol. 48, No. 10. – P. 1528–1532.
15. *Кисель В. Н., Федоренко А. И.* Дифракция электромагнитной волны на идеально проводящем цилиндре с неоднородным магнитодиэлектрическим покрытием // Изв. вузов. Радиофизика. – 1991. – Т. 34, № 5. – С. 590–594.
16. *Величко Е. А., Николаенко А. П.* Моделирование рассеяния плоской электромагнитной волны на металлическом цилиндре // Радиофизика и электроника. – 2009. – Т. 14, № 1. – С. 11–18.
17. *Величко Е. А., Николаенко А. П.* Моделирование рассеяния плоской электромагнитной волны на цилиндре из диэлектрика // Радиофизика и электроника. – 2010. – Т. 1(15), № 3. – С. 17–24.

18. Кириченко А. Я., Прокопенко Ю. В., Филиппов Ю. Ф., Черпак Н. Т. Квазиоптические твердотельные резонаторы. – К.: Наукова думка., 2008. – 296 с.
19. Прокопенко Ю. В., Филиппов Ю. Ф., Шитилова И. А. Распределение поля колебаний “шепчущей галереи” в радиально-двухслойном цилиндрическом диэлектрическом резонаторе // Изв. вузов. Радиоп физика. – 2008. – Т. 51, № 7. – С. 622–632.

О. А. Величко, О. П. Николаенко

Институт радиофизики та електроніки ім. А. Я. Усикова
НАН України,
вул. Ак. Проксури, 12, Харків, 61085, Україна

ВПЛИВ ДІЕЛЕКТРИЧНОГО ПОКРИТТЯ НА РОЗСІЮВАННЯ ПЛОСКОЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ХВИЛІ МЕТАЛЕВИМ ЦИЛІНДРОМ

Дослідження впливу діелектричного покриття на розсіювання електромагнітних хвиль об'єктами з ідеальною провідністю було та є актуальною проблемою. У даній роботі розв'язана задача дифракції плоскої електромагнітної хвилі на нескінченному циліндрі з ідеальною провідністю та діелектричним покриттям для випадків E - та H -хвилі. У розрахунках використовувався класичний електродинамічний розв'язок, що дозволило побудувати просторовий розподіл полів у шарі діелектрика та зіставити його із розрахованим розсіяним полем далеко від циліндра в напрямку зворотного розсіяння та в напрямку поширення падаючої хвилі. У цьому розв'язку для виявлення зв'язку між характеристиками розсіяного поля у дальній зоні та його структурою у шарі діелектрика розрахунки виконувались з різними співвідношеннями між довжиною хвилі і товщиною діелектричного покриття. Показано, що поява характерних “пачок” або “сходинок” у розсіяному полі пов'язана з резонансами в діелектричному шарі, оскільки розсіяне поле залежить від розподілу вторинних джерел у цьому шарі. Тонка ж структура “пачок” (швидкі осциляції з частотою)

пов'язана зі змінами в азимутальному розподілі вторинних джерел як у діелектрику, так і на поверхні циліндра ідеальної провідності. Показано, що застосування діелектричних покриттів не може зробити металевий циліндр невидимим у всьому НВЧ діапазоні.

Е. А. Velichko and А. P. Nickolaenko

А. Usikov Institute of Radio Physics and Electronics,
National Academy of Sciences of Ukraine,
12, Akad. Proskura St., Kharkiv, 61085, Ukraine

IMPACT OF DIELECTRIC COATING ON SCATTERING OF PLANE ELECTROMAGNETIC WAVE BY A METAL CYLINDER

Impact of dielectric coating on electromagnetic wave scattering by a perfectly conducting objects was and still remains an issue of the day. In this paper, the problem is solved of plane electromagnetic wave diffraction on a perfectly conducting infinite cylinder with dielectric coating for the cases of E - and H -waves. The classic electrodynamic solution was used in computations that allowed obtaining the spatial distribution of fields in a dielectric layer and comparing it with the estimated scattered field far away from a cylinder at the backscatter and direct bearings. In order to identify the relation between the characteristics of the scattered field in the far field and its structure in the dielectric layer, in this solution the calculations were made for different ratios between wavelength and dielectric layer thickness. It is shown that appearance of characteristic “bunches” or “steps-like variations” in the reflected field is associated with field resonances within the dielectric layer, since wave scattering depends on the distribution of secondary sources in this layer. Whereas fine structure of “bunches” (rapid changes with frequency) arises from alterations in the azimuthal distribution of secondary sources both in dielectric and on the cylinder surface. It is shown that a dielectric coating cannot make a metallic cylinder invisible in the whole microwave band.

Статья поступила в редакцию 10.10.2012