

# ЭЛЕКТРОДИНАМИКА СВЧ

УДК 537.874.6

## ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОТОКА МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ ВНУТРИ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЦИЛИНДРА

Т. Н. Огурцова, Ю. Б. Сидоренко

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины  
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина  
E-mail: [ogurtsova@ire.kharkov.ua](mailto:ogurtsova@ire.kharkov.ua)*

Приведено решение задачи о нахождении потока магнитной индукции, наведенного плоской волной внутри ферритового цилиндра, как базового элемента высокочувствительной магнитной антенны. В качестве модельной выбрана задача дифракции плоской электромагнитной волны на бесконечном круговом магнитодиэлектрическом цилиндре произвольного радиуса. Построены картины распределения полей вне и внутри цилиндра. Отмечено резонансное поведение потока магнитной индукции. Ил. 5. Библиогр.: 14 назв.

**Ключевые слова:** дифракция, поток магнитной индукции, ферритовый цилиндр.

Временно и пространственно ограниченные сигналы с различными видами огибающей и шириной частотного спектра нашли широкое применение в решении современных радиолокационных задач (распознавание и определение формы объектов) [1–5], поэтому актуальным становится построение эффективного широкополосного приемного устройства. Оно должно обладать высокой чувствительностью, быть малогабаритным и не должно искажать своим внесением распределение поля вблизи рассеивающего объекта. Чем шире полоса спектра, которую может принять приемное устройство, тем точнее может быть восстановлен принятый сигнал и тем точнее будет получена информация об исследуемом объекте.

В работах [6, 7] в качестве таких широкополосных приемных устройств предложены магнитные антенны, в том числе и с ферритовым сердечником, существенно повышающим их чувствительность. При приеме такой антенной временно-ограниченных широкополосных сигналов вид временной зависимости индукционного тока, наведенного в рамке, определяется потоком магнитной индукции в сердечнике. В связи с этим актуальной задачей является изучение наведенного потока магнитной индукции внутри ферритового стержня при учете его частотных свойств.

В настоящей работе приведено решение задачи о рассеянии плоской  $H$ -поляризованной электромагнитной волны магнитодиэлектрическим бесконечным круговым цилиндром произвольного радиуса, который является моделью сердечника магнитной антенны. Построены картины рассеянных полей внутри и вне ферритового цилиндра, изучены особенности распределения потока магнитной индукции во внутренней области рассеивателя.

Отметим, что рассматриваемая задача дифракции является классической по постановке и для случая рассеяния на круговом цилиндре из диэлектрика рассматривалась ранее неоднократно [8–10]. Однако анализ свойств рассеянных полей, возникающих при дифракции на магнитодиэлектрическом цилиндре, для рассматриваемой в нашей работе поляризации падающей волны в литературе авторам не встречался.

**1. Постановка задачи.** На рис. 1 изображен находящийся в свободном пространстве бесконечный ферритовый круговой цилиндр, ось которого совпадает с осью  $OZ$  декартовой  $(X, Y, Z)$ , а также цилиндрической  $(\rho, \varphi, Z)$  систем координат.

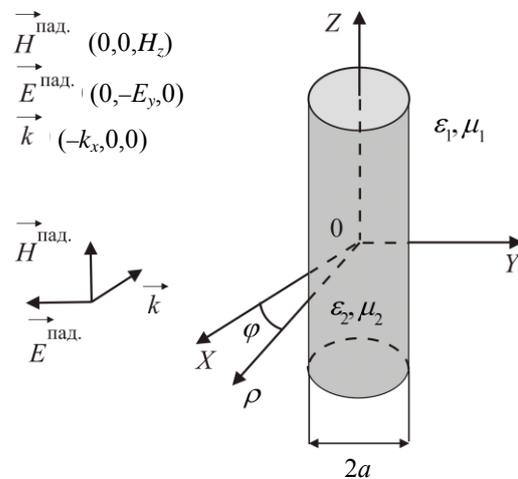


Рис. 1. Взаимная ориентация рассеивающего тела и направления падения плоской электромагнитной волны

Падающая на него плоская электромагнитная волна с единственными отличиями от

нуля компонентами поля  $E_y$  и  $H_z$  распространяется против оси  $OX$  и считается заданной:

$$H_z = H_0 e^{-ikx}, \quad E_y = E_0 e^{-ikx}, \quad \text{где } k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda};$$

$\omega$  – круговая частота падающей монохроматической волны;  $\lambda$  – ее длина;  $c$  – скорость света в свободном пространстве. Зависимость от времени в виде  $e^{-i\omega t}$  здесь и далее опускаем. Задача состоит в определении поля вне и внутри ферритового цилиндра в зависимости от его геометрических и электрофизических параметров.

Феррит, из которого состоит цилиндр, мы будем рассматривать как изотропный магнетодиэлектрический материал, макроскопические свойства которого определяются относительными диэлектрической и магнитной проницаемостями  $\varepsilon_2$  и  $\mu_2$  соответственно. Диэлектрическую проницаемость считаем вещественной и составляющей величину, находящуюся в пределах от 5 до 20. Известно, что электрическая проводимость ферритов, которая зависит от условий их изготовления и имеющихся в них примесей, составляет величину  $1 \div 10^{-8}$  См/м [11, 12], что дает нам основание проводимость цилиндра положить равной нулю. В дальнейшем будем считать, что в рассматриваемом нами феррите происходят обратимые процессы смещения доменных границ, интенсивность воздействующего поля мала и магнитное насыщение не происходит. Внешнее подмагничивающее поле отсутствует, магнитные моменты отдельных доменов феррита ориентированы хаотически, и в целом материал считается размагниченным.

Такая упрощенная модель позволяет проследить особенности формирования потока магнитной индукции, наведенного электромагнитной волной в зависимости от геометрических параметров ферритового цилиндра и его макроскопических магнетодиэлектрических свойств.

Поверхность рассматриваемого тела полностью совпадает с одной из координатных поверхностей цилиндрической системы координат, и естественно, что задачу дифракции необходимо ставить и решать в этой координатной системе. Падающее поле будем обозначать верхним индексом  $(0)$ , отраженное – индексом  $(1)$ , прошедшее – индексом  $(2)$ .

**2. Метод решения.** Рассматриваемая задача является двумерной ( $\frac{\partial}{\partial z} = 0$ ), и следовательно, компоненты поля  $E_\rho^{(p)}$ ,  $E_\varphi^{(p)}$  (где  $p = 0, 1, 2$  для падающей, отраженной и прошедшей волн соответственно), согласно уравнениям Максвелла и выбранной ориентации векторов падающей волны, могут быть выражены в цилиндрической

системе координат через единственную компоненту  $H_z^{(p)}$  следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho E_\varphi^{(p)}) - \frac{\partial}{\partial \varphi} E_\rho^{(p)} \right] = ik\mu H_z^{(p)}; \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} H_z^{(p)} = -ik\varepsilon E_\rho^{(p)}; \\ \frac{\partial}{\partial \rho} H_z^{(p)} = ik\varepsilon E_\varphi^{(p)}, \end{cases} \quad (1)$$

где  $\mu, \varepsilon$  – соответственно магнитная и диэлектрическая проницаемости рассматриваемой среды. Для свободного пространства это  $\mu_1 = 1, \varepsilon_1 = 1$ , для ферритового стержня –  $\mu_2, \varepsilon_2$ .

Исходя из геометрии задачи компоненты поля  $H_z^{(p)}$  должны:

- представлять собой периодические функции с периодом  $2\pi$  относительно переменной  $\varphi$ ;
- удовлетворять уравнению Гельмгольца как вне, так и внутри цилиндра;
- быть конечными в точке  $\rho = 0$ ;
- удовлетворять условию отсутствия в рассеянном поле волн, приходящих из бесконечности.

Кроме того, рассеянные поля должны удовлетворять граничным условиям на поверхности цилиндра и условию конечности энергии. Исходя из этого соответствующие частные решения уравнения Гельмгольца мы выбираем в виде функций  $J_n(k\rho)e^{in\varphi}$  для поля падающей волны и  $J_n(k\sqrt{\mu_2\varepsilon_2}\rho)e^{in\varphi}$  для поля прошедшей волны,  $H_n^{(1)}(k\rho)e^{in\varphi}$  для поля отраженной волны, где  $J_n(u)$  и  $H_n^{(1)}(u)$  – функции Бесселя и Ханкеля первого рода  $n$ -го порядка соответственно,  $n$  – целое.

Используя известное разложение плоской волны по цилиндрическим волновым функциям [9], учитывая ее направление распространения и проведя ряд несложных преобразований, получим следующее разложение для падающей волны:

$$e^{-ikx} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n J_n(k\rho)e^{in\varphi}. \quad (2)$$

Так как мы рассматриваем ненамагниченный изотропный относительно воздействующего поля феррит со скомпенсированными магнитными моментами, то естественно ожидать, что при нормальном падении плоской волны, у которой  $E_z^{(0)} = 0$ , вторичные поля как вне, так и внутри цилиндра будут полями того же типа, что и поле падающей волны. Исходя из этого и с учетом нашего выбора решений компоненты полей отраженной  $H_z^{(1)}$  и прошедшей  $H_z^{(2)}$  волн будем

искать в виде разложений по функциям, удовлетворяющим вышеуказанным условиям:

$$H_z^{(1)} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n H_n^{(1)}(k\rho) e^{in\varphi}, \quad \rho > a; 0 \leq \varphi \leq 2\pi, \quad (3)$$

$$H_z^{(2)} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n J_n(k_2\rho) e^{in\varphi}, \quad \rho < a; 0 \leq \varphi \leq 2\pi,$$

где  $k_2 = k\sqrt{\mu_2\varepsilon_2}$  – волновое число в феррите;  $a_n$  и  $b_n$  – неизвестные коэффициенты разложения, подлежащие определению из граничных условий, которые заключаются в равенстве на поверхности  $\rho = a$  тангенциальных компонент полных полей вне и внутри цилиндра и имеют следующий вид:

$$\begin{cases} E_\varphi^{(0)} + E_\varphi^{(1)} = E_\varphi^{(2)}, \\ H_z^{(0)} + H_z^{(1)} = H_z^{(2)}. \end{cases} \quad (4)$$

Подчинение граничным условиям (4) компонент полей (2) и (3) с использованием соотношений (1) дает нам систему уравнений для нахождения неизвестных коэффициентов  $a_n$  и  $b_n$  следующего вида:

$$\begin{cases} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n J_n'(ka) e^{in\varphi} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n H_n^{(1)'}(ka) e^{in\varphi} = \\ = \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n J_n'(k_2a) e^{in\varphi}; \\ \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n J_n(ka) e^{in\varphi} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n H_n^{(1)}(ka) e^{in\varphi} = \\ = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n J_n(k_2a) e^{in\varphi}, \end{cases} \quad (5)$$

где штрих означает производную цилиндрической функции по аргументу.

Приравнявая коэффициенты при  $e^{in\varphi}$ , получаем систему алгебраических уравнений для определения  $a_n, b_n$ :

$$\begin{cases} (-i)^n J_n'(ka) + b_n H_n^{(1)'}(ka) = \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} a_n J_n'(k_2a); \\ (-i)^n J_n(ka) + b_n H_n^{(1)}(ka) = a_n J_n(k_2a). \end{cases} \quad (6)$$

Поскольку  $H_z = H_0 e^{-ikx}$ , то согласно (1), (2) и (3) компоненты падающей и рассеянных волн определяются следующим образом:

$$\begin{cases} E_\rho^{(0)} = H_0 \left[ -\frac{2i}{k\rho} \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n n J_n(k\rho) \sin n\varphi \right]; \\ E_\varphi^{(0)} = H_0 \left[ iJ_1(k\rho) - 2i \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n J_n'(k\rho) \cos n\varphi \right]; \\ H_z^{(0)} = H_0 \left[ J_0(k\rho) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n J_n(k\rho) \cos n\varphi \right]; \end{cases} \quad (7)$$

$$\begin{cases} E_\rho^{(1)} = -H_0 \left[ \frac{2i}{k\rho} \sum_{n=1}^{\infty} b_n n H_n^{(1)}(k\rho) \sin n\varphi \right]; \\ E_\varphi^{(1)} = H_0 \left[ i b_0 H_n^{(1)}(k\rho) - 2i \sum_{n=1}^{\infty} b_n H_n^{(1)'}(k\rho) \cos n\varphi \right]; \quad \text{для } \rho > a; \\ H_z^{(1)} = H_0 \left[ b_0 H_0^{(1)}(k\rho) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} b_n H_n^{(1)}(k\rho) \cos n\varphi \right]; \end{cases} \quad (8)$$

$$\begin{cases} E_\rho^{(2)} = -H_0 \left[ \frac{2i}{k_2\rho} \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} \sum_{n=1}^{\infty} a_n n J_n(k_2\rho) \sin n\varphi \right]; \\ E_\varphi^{(2)} = H_0 \left[ i \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} a_0 J_1(k_2\rho) - 2i \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} \sum_{n=1}^{\infty} a_n J_n'(k_2\rho) \cos n\varphi \right]; \quad \text{для } \rho < a; \\ H_z^{(2)} = H_0 \left[ a_0 J_0(k_2\rho) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} a_n J_n(k_2\rho) \cos n\varphi \right]. \end{cases} \quad (9)$$

Из (6) неизвестные коэффициенты разложения для рассеянных полей имеют следующий вид:

$$a_n = (-i)^n \frac{J_n(ka)H_n^{(1)'}(ka) - J_n'(ka)H_n^{(1)}(ka)}{J_n(k_2a)H_n^{(1)'}(ka) - \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} H_n^{(1)}(ka)J_n'(k_2a)}; \quad (10)$$

$$b_n = (-i)^n \frac{\sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} J_n(ka)J_n'(k_2a) - J_n'(ka)J_n(k_2a)}{J_n(k_2a)H_n^{(1)'}(ka) - \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} H_n^{(1)}(ka)J_n'(k_2a)}. \quad (11)$$

Подстановка (10), (11) в (8) и (9) дает окончательные выражения, описывающие распределение искомым компонент рассеянных электромагнитных полей для каждой из рассматриваемых областей пространства.

В дальнейшем нас будет интересовать пространственное распределение составляющей поля  $H_z^{(2)}$  как определяющей компоненты при анализе потока магнитной индукции, наведенного внутри ферритового цилиндра.

Как следует из (7)–(9), полное поле вне цилиндра, представляющее собой сумму полей падающей и отраженной волн, и поле внутри цилиндра представляется в виде бесконечных рядов, анализ которых достаточно затруднителен. Только в отдельных случаях можно сделать предельные переходы от бесконечных рядов к прямым формулам для искомым полей. Например, для случая, когда длина падающей на ферритовый цилиндр электромагнитной волны во много раз превосходит его диаметр или наоборот, когда диаметр цилиндра гораздо больше нее.

Так, для длинноволнового случая, когда  $ka \rightarrow 0$ ,  $k_2a \rightarrow 0$ , используя известные асимптотические выражения для цилиндрических функций [13], прошедшее внутрь ферритового стержня поле  $H_z^{(2)}$  можно представить в виде

$$H_z^{(2)} = \frac{1 + \frac{i}{\pi} \left[ \left( \frac{2}{ka} \right)^2 + 2 \ln \frac{ka}{2} \right]}{\mu_2 + \frac{i}{\pi} \left[ \left( \frac{2}{ka} \right)^2 + 2\mu_2 \ln \frac{ka}{2} \right]}. \quad (12)$$

Численный анализ показал, что если за точное взять значение поля, посчитанное по (9) для десяти членов ряда, то модуль и фаза, посчитанные по (12) для  $k_2a$  порядка  $10^{-3}$ , имеют погрешность  $10^{-7}$  и  $10^{-4}$  соответственно. Для  $k_2a$  порядка  $10^{-2}$  модуль и фаза прошедшего поля имеют погрешность соответственно  $10^{-5}$  и  $10^{-3}$ .

В коротковолновом случае, когда диаметр цилиндра во много раз превосходит длину волны, его габариты становятся не конструктив-

ными и анализ аналитического выражения (9) с точки зрения построения приемной антенны отдельного интереса не представляет.

**3. Анализ численных результатов.** На рис. 2 представлены результаты расчета пространственного распределения магнитной компоненты поля внутри и вне цилиндра при рассеянии на нем волны с длиной  $\lambda = 30$  см. Диэлектрическая проницаемость цилиндра  $\varepsilon_2 = 5$ . Радиус ферритового стержня  $a$  и его магнитная проницаемость  $\mu_2$  соответственно имеют значения:  $a = 1$  см,  $\mu_2 = 5$  (рис. 2, а);  $a = 1$  см,  $\mu_2 = 30$  (рис. 2, б);  $a = 3$  см,  $\mu_2 = 5$  (рис. 2, в);  $a = 7,5$  см,  $\mu_2 = 5$  (рис. 2, г). Для удобства проведения сравнительного анализа расчетные значения пронормированы на амплитуду магнитной составляющей падающей волны  $H_0$ .

Численный анализ выражений (7)–(9) показал, что в рассматриваемых случаях в соответствующих суммах достаточно учесть 10 слагаемых.

Приведенные распределения полей наглядно демонстрируют эффект «втягивания» электромагнитного поля внутрь ферритового цилиндрического стержня. Как и следовало ожидать, при фиксированном радиусе цилиндра амплитуда напряженности поля внутри него увеличивается с ростом магнитной проницаемости феррита  $\mu_2$ . Увеличение диаметра ферритового стержня при заданном значении  $\mu_2$  заметно усложняет картину распределения поля внутри стержня. Так, при малых диаметрах стержня амплитуда наведенного плоской волной поля имеет максимум вблизи оси цилиндра (рис. 2, а, б), и этот максимум один. С ростом радиуса возникает множество локальных максимумов и минимумов в распределении амплитуды во внутренней области, имеющих интерференционный характер. Обращает на себя внимание явление увеличения степени возмущения поля падающей волны в месте нахождения ферритового цилиндра с ростом величины его магнитной проницаемости. Это связано с тем, что при этом эффективный диаметр цилиндра увеличивается.

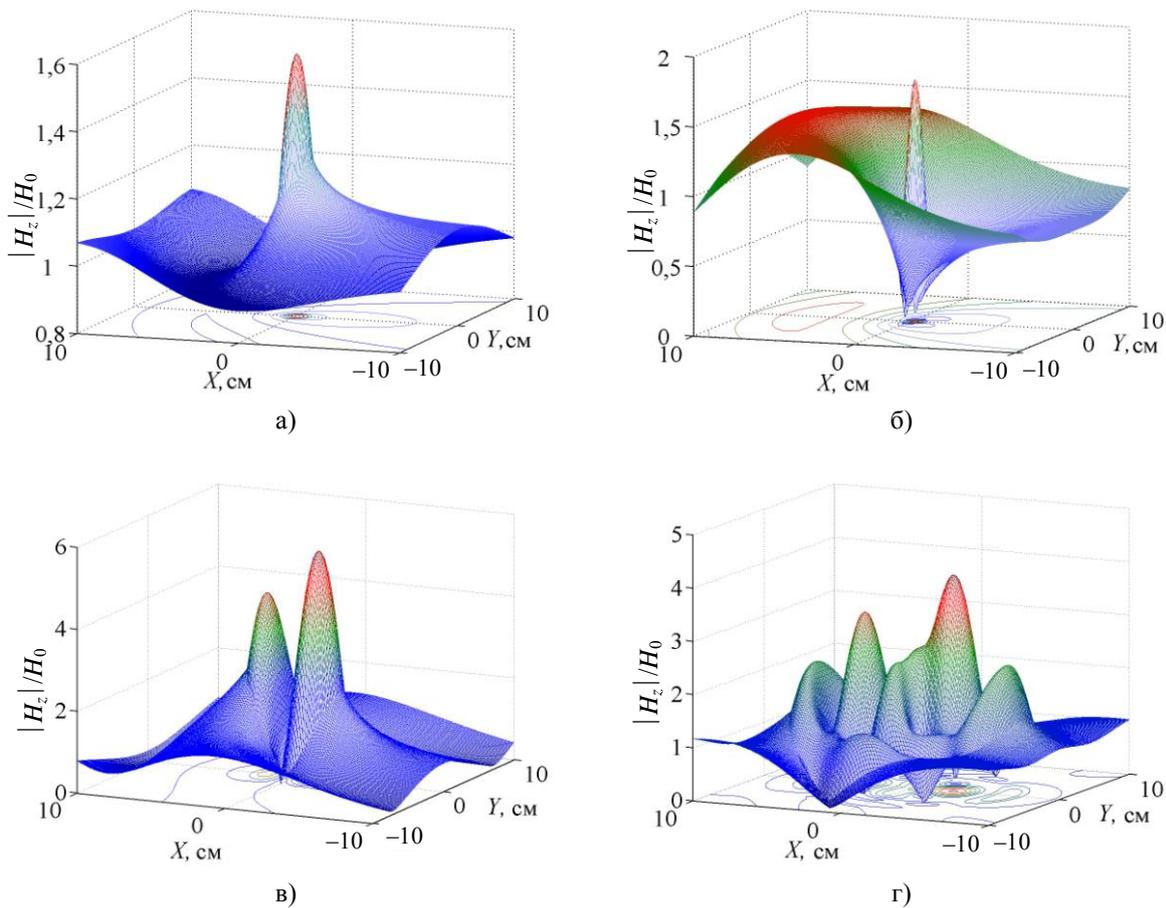


Рис. 2. Пространственное распределение рассеянных полей внутри и вне цилиндра: а) –  $a = 1$  см,  $\mu_2 = 5$ ; б) –  $a = 1$  см,  $\mu_2 = 30$ ; в) –  $a = 3$  см,  $\mu_2 = 5$ ; г) –  $a = 7,5$  см,  $\mu_2 = 5$

На рис. 3 представлены распределения линий равных фаз рассеянных полей внутри и вблизи цилиндра при тех же значениях параметров  $a$  и  $\mu_2$ , что и на рис. 2.

Из приведенных фазовых распределений видно, что при малых диаметрах цилиндра и малой магнитной проницаемости феррита  $\mu_2$  падающая волна плавно огибает препятствие с одновременным проникновением внутрь цилиндра, практически без искажения структуры падающей волны. При увеличении  $\mu_2$  и радиуса цилиндра  $a$  внутри и вне ферритового стержня появляются узлы фазы, что соответствует возникновению вихревого движения энергии вокруг этих узлов. При этом поток энергии падающей волны обтекает эти зоны. Это, по сути, есть эффект увеличения эффективного диаметра дифракционного препятствия.

С ростом диаметра стержня количество узлов фазы вокруг ферритового цилиндра увеличивается, что наблюдается и в фазовом распределении во внутренней области. В целом, наряду с

ростом геометрических размеров, происходит значительное увеличение эффективного диаметра препятствия и усложняется структура распределения наведенного волной поля внутри цилиндра.

Для определения потока магнитной индукции поля, наведенного плоской электромагнитной волной внутри цилиндра радиуса  $a$ , мы воспользуемся следующим интегральным выражением:

$$\Phi = \int_0^{2\pi} \int_0^a \mu_2 H_z^{(2)} \rho d\rho d\varphi.$$

На рис. 4 представлены результаты расчета величины потока магнитной индукции в ферритовом стержне в зависимости от безразмерного волнового параметра  $ka$  для магнитной проницаемости феррита  $\mu_2 = 5$  (обозначено цифрой 1) и  $\mu_2 = 30$  (обозначено цифрой 2). Точки резонансов обозначены парой чисел в скобках. Первое число есть номер функции Бесселя, второе число – порядковый номер локального минимума соответствующей кривой.

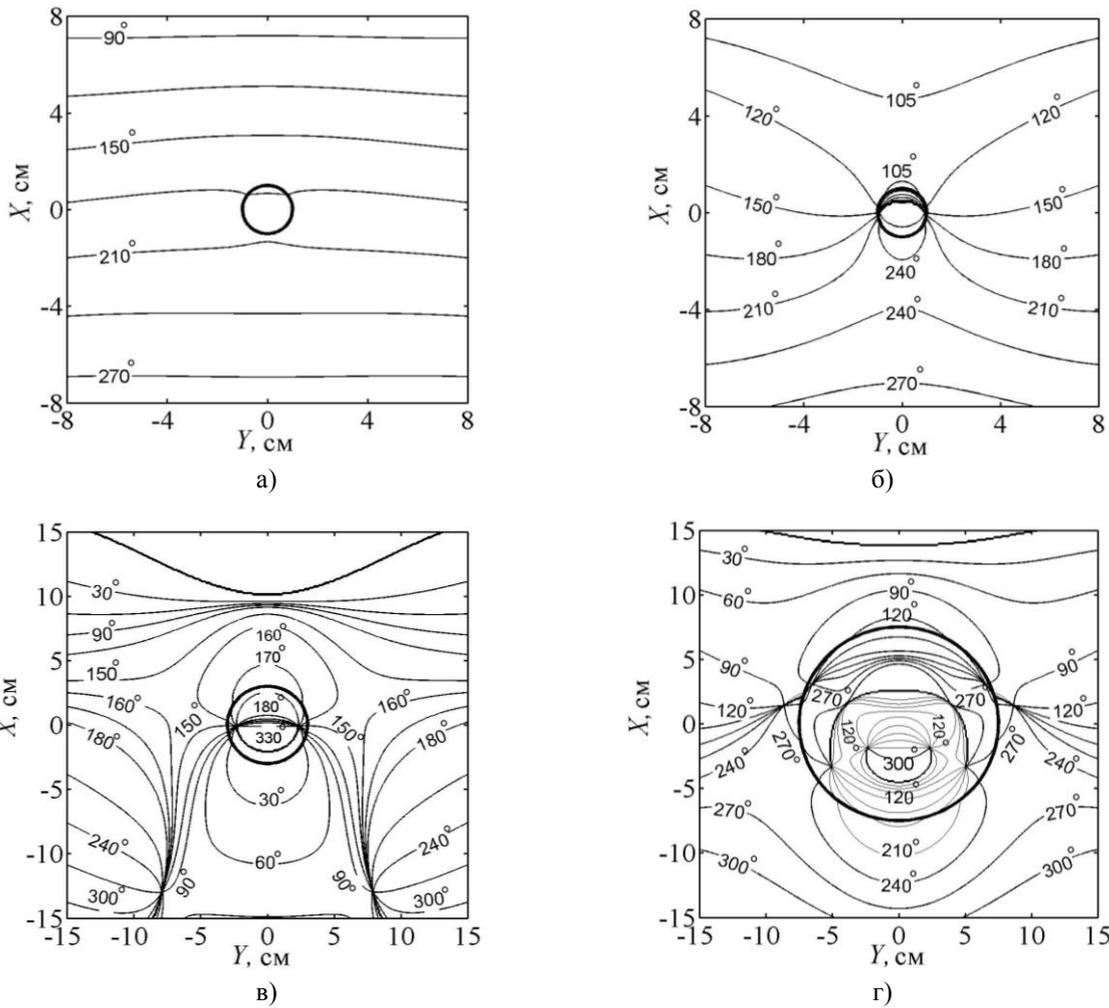


Рис. 3. Фазовые распределения рассеянных полей внутри и вне цилиндра: а) –  $a = 1$  см,  $\mu_2 = 5$ ; б) –  $a = 1$  см,  $\mu_2 = 30$ ; в) –  $a = 3$  см,  $\mu_2 = 5$ ; г) –  $a = 7,5$  см,  $\mu_2 = 5$

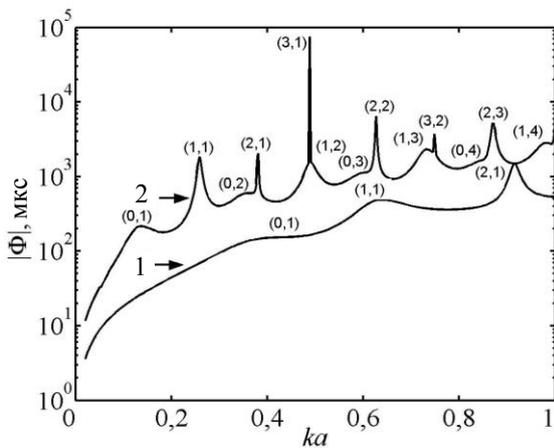


Рис. 4. Величина потока магнитной индукции в ферритовом стержне при возбуждении плоской волной: 1 –  $\mu_2 = 5$ ; 2 –  $\mu_2 = 30$

Области резонансного поведения потока магнитной индукции определяются точками локальных минимумов функционалов

$$J_n(k_2 a) H_n^{(1)'}(ka) - \sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_2}} H_n^{(1)}(ka) J_n'(k_2 a),$$

определяющих характер прохождения электромагнитной энергии внутрь цилиндра и установления в нем распределения электромагнитного поля, близкого к собственному, для данных электродинамических параметров [14]. Такой режим резонансного возбуждения характерен минимальным возмущением поля электромагнитной волны вблизи цилиндра. В подтверждение этому на рис. 5 представлены пронормированные на амплитуду падающей волны  $H_0$  пространственные распределения магнитной компоненты дифракционного поля, рассчитанные в некоторых точках локальных максимумов кривой зависимости на-

веденного потока магнитной индукции от безразмерного частотного параметра для  $\mu_2 = 30$ : рис. 5, а – (0,1),  $ka = 0,14$ ; рис. 5, б – (1,1),  $ka = 0,26$ ; рис. 5, в – (2,1),  $ka = 0,38$ ; рис. 5, г – (3,1),  $ka = 0,49$ . Количество максимумов и мини-

мумов поля и симметрия в распределении поля относительно плоскостей падения электромагнитной волны и ортогональной ей определяется номером функции Бесселя  $n$  и номером локального минимума функционала.

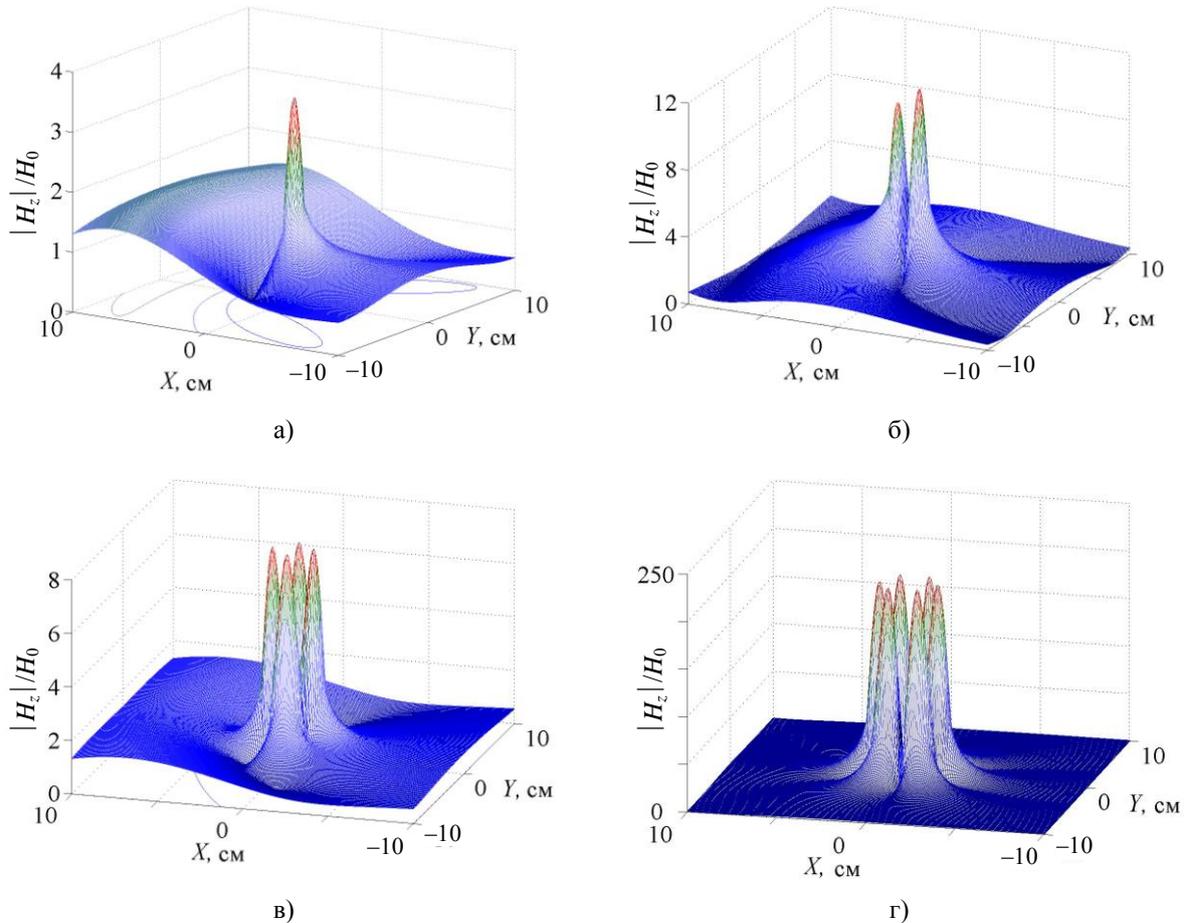


Рис. 5. Пространственное распределение рассеянных полей внутри и вне цилиндра в резонансных точках: а) – (0,1),  $ka = 0,14$ ; б) – (1,1),  $ka = 0,26$ ; в) – (2,1),  $ka = 0,38$ ; г) – (3,1),  $ka = 0,49$

При больших значениях магнитной проницаемости  $\mu_2$  абсолютное значение потока больше и сильнее проявляются резонансные свойства цилиндра, связанные с его геометрией. Возникают узкие частотные области резонансного увеличения наведенного потока магнитной индукции. Это обстоятельство, по-видимому, будет оказывать влияние на регистрацию спектра принимаемого сигнала и в конечном итоге форма зарегистрированного сигнала может отличаться от формы исследуемого.

**Выводы.** В классической макроскопической постановке получено решение задачи дифракции плоской  $H$ -поляризованной электромагнитной волны на изотропном магнитодиэлек-

трическом круговом цилиндре. Выявлены особенности распределения рассеянного поля внутри и вблизи цилиндра. Описан характер амплитудного и фазового распределений дифракционного поля. Приведенные результаты расчета потока магнитной индукции, наведенного внутри ферритового цилиндра плоской электромагнитной волной, дают возможность определить области резонансного поведения его амплитуды, которое связано с возбуждением внутри цилиндра определенного типа колебания, близкого к собственному. Это позволяет оценить степень влияния особенностей наведенного в феррите поля на характер принимаемого магнитной антенной сигнала. Выбранный нами метод решения задачи позволит в

дальнейшем учесть влияние колебаний доменных границ на поведение магнитного потока внутри магнитодиэлектрического стержня под воздействием электромагнитной волны.

1. Хармут Х. Ф. Несинусоидальные волны в радиолокации и связи / Пер. с англ. под ред. А. П. Мальцева. – М.: Радио и связь, 1985. – 376 с.
2. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Фрактальные сверхширокополосные сигналы // Радиофизика и радиоастрономия. – 2005. – 10, № 1. – С. 62–84.
3. Радзиевский В. Г., Трифонов П. А. Модели сверхширокополосных радиолокационных измерений. – М.: Радио и связь, 1989. – 192 с.
5. Иммооров И. Я., Синявин А. Н. Излучение сверхширокополосных сигналов // Антенны. – 2001. – Вып. (1) 47. – С. 8–16.
6. Масалов С. А., Почанин Г. П., Холод П. В. СШП рамочные передающие и приемные антенны // Вопросы подповерхностной радиолокации / Под ред. А. Ю. Гринева. – М.: Радиотехника, 2005. – Гл. 18. – С. 344–372.
7. Ogurtsova T. N., Pochanin G. P., Kholod P. V. Sensitivity of UWB ferrite receiving antennas // Second International Workshop Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol, 2004. – P. 278–281.
8. Стрэттон Дж. А. Теория электромагнетизма. – М.: Гостехиздат, 1948. – 540 с.
9. Иванов Е. А. Дифракция электромагнитных волн на двух телах. – Минск: Наука и техника, 1968. – 584 с.
10. Никольский В. В. Теория электромагнитного поля. – М.: Высшая школа, 1961. – 372 с.
11. Такэси Т. Ферриты. – М.: Металлургия, 1964. – 194 с.
12. Семенов Н. А. Техническая электродинамика. – М.: Связь, 1973. – 480 с.
13. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и таблицами / Под ред. М. Абрамовица, И. Стигана. – М.: Наука, 1979. – 832 с.
14. Кириченко А. Я., Прокопенко Ю. В., Филиппов Ю. Ф., Черпак Н. Т. Квазиоптические твердотельные резонаторы. – Киев: Наук. думка, 2008. – 296 с.

## EXCITATION OF MAGNETIC FLUX INDUCTION INSIDE A MAGNETODIELECTRIC CYLINDER

T. N. Ogurtsova, Yu. B. Sidorenko

The solution of the problem of measuring the magnetic flux induction, induced by a flat wave inside the ferrite cylinder as a basic block of the highly sensitive magnetic antenna, has been considered. The problem of diffraction of the flat electromagnetic wave by the infinite circular magnetodielectric cylinder having an arbitrary radius was chosen as a model. Patterns of field distribution inside and outside the cylinder have been constructed. The resonance behavior of the magnetic flux induction has been noted.

**Key words:** diffraction, magnetic flux induction, ferrite cylinder.

## ЗБУДЖЕННЯ ПОТОКУ МАГНІТНОЇ ІНДУКЦІЇ ВСЕРЕДИНИ МАГНІТОДІЕЛЕКТРИЧНОГО ЦИЛІНДРА

Т. М. Огурцова, Ю. Б. Сидоренко

Приведено рішення задачі про знаходження потоку магнітної індукції, наведеного плоскою хвилею всередині феритового циліндра, як базового елемента високочутливої магнітної антени. У якості модельної обрана задача дифракції плоскої електромагнітної хвилі на нескінченному круговому магнітодіелектричному циліндрі довільного радіуса. Побудовано картини розподілу полів поза й усередині циліндра. Відзначено резонансну поведінку потоку магнітної індукції.

**Ключові слова:** дифракція, потік магнітної індукції, феритовий циліндр.

*Рукопись поступила 31 июля 2007 г.*