

## ФОКУСИРОВКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ЦИЛИНДРЕ

Н. Н. Горобец, Н. Н. Стасюк

*Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина, пл. Свободы, 4, Харьков, 61077, Украина*

*E-mail: Nikolay.N.Gorobets@univer.kharkov.ua, SaturniaS@rambler.ru*

Поступила в редакцию 10 сентября 2008 г.

В геометрикооптическом приближении проведен расчет и анализ амплитуд электрического и магнитного полей в точках их фокусировки внутри диэлектрического цилиндра с потерями, облучаемого плоской электромагнитной волной линейной поляризации. Показано, что в фокальной области амплитуды полей изменяются по осциллирующим закономерностям, причем продольные градиенты поля тем больше, чем больше диаметр цилиндра и его диэлектрическая проницаемость. Результаты исследований позволяют объяснить эффекты подпорогового (нетеплового) воздействия электромагнитных волн, в частности, миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, на человека и другие биологические объекты

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** микроволны, диэлектрический цилиндр, плоская волна, точки фокусировки

В последнее время усилился интерес к применению микроволн для улучшения эффективности разнообразных технологических процессов и в целях стимулирующего воздействия на живые организмы. Для того чтобы иметь возможность целенаправленно и с полным пониманием используемых явлений осваивать новые области применения микроволн в медицине и промышленности, необходимо достаточно точно представлять какие процессы происходят внутри материальных сред и биологических объектов при облучении, как изменяются их параметры и свойства. Полученные на практике результаты не дают полной картины процессов, поскольку часто противоречат друг другу и зависят от слишком большого числа факторов, которые все невозможно учесть [1, 2]. Таким образом, для полного описания влияния воздействия электромагнитных волн на биологические объекты необходимо разработать физико-математические модели этого воздействия.

По результатам многочисленных экспериментов показано [3], что при облучении живых тканей в них происходят такие процессы: ионизация молекул внутри клеток или приповерхностных слоях мембраны клетки, что может изменять её проницаемость; изменение скорости размножения клеток; поляризация молекул, что может повлиять на ход ферментативных реакций; влияние на нервно-мышечный аппарат; возбуждение упругих акустических колебаний в тканях тела (акустический эффект). Достаточно изученным и объясненным является тепловой эффект – нагрев тканей, благодаря чему можно существенно уменьшить скорость развития опухолей. Механизм термоупругого расширения тканей при этом также оказывает терапевтическое действие.

Наиболее сложным и загадочным в настоящее время является эффект подпорогового (нетеплового) воздействия электромагнитных излучений очень малой интенсивности на биологические объекты, в частности, на человека. С одной стороны, убедительно доказан терапевтический эффект такого воздействия при лечении многих заболеваний, с другой – интенсивность электромагнитных полей в этих случаях во много раз меньше предельно допустимых уровней по нормам гигиены труда в радиопромышленности. По этой причине физический механизм подпорогового воздействия не определен. Мы предполагаем, что таким механизмом может быть эффект фокусировки электромагнитных волн цилиндрическими, сферическими или эллипсоидальными образованиями с другой по отношению к окружающей среде диэлектрической (или магнитной для крови) проницаемостью.

Целью данной статьи является исследование амплитуд напряженностей электрических и магнитных полей в точках фокусировки прошедшей волны внутри диэлектрического цилиндра.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

На боковую поверхность бесконечно протяженного диэлектрического цилиндра с потерями падает плоская поляризованная линейно волна. В рамках геометрической оптики освещается поверхность цилиндра в пределах углов падения волны  $\varphi \in \left(-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}\right)$  по отношению к внешней нормали к поверхности.

При падении луча на границу раздела сред образуются отраженный и преломленный лучи. Прошедшие лучи, образовавшиеся при падении плоской волны на поверхность диэлектрического цилиндра, будут фокусироваться в некоторой области на фокальной оси внутри него или, после повторного преломления, на продолжении этой оси за пределами цилиндра..

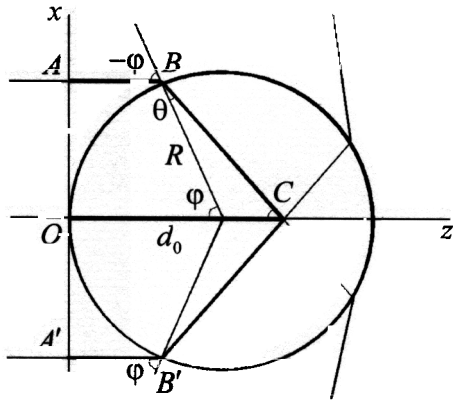


Рис. 1. Геометрия задачи

Необходимо определить амплитуды полей  $\left| \dot{\vec{E}} \right|$  и  $\left| \dot{\vec{H}} \right|$  в

точках фокусировки, образованных пересечением трех лучей  $OC$ ,  $ABC$  и  $A'B'C$ , углы падения которых равны соответственно  $\varphi_1 = 0$ ,  $\varphi_2 = \varphi$ ,  $\varphi_3 = -\varphi$  (рис. 1).

В решении задачи приняты обычные в геометрической оптике приближения. В частности, в точке падения луча поверхность считаем локально плоской (так как  $R \gg \lambda$ ), поэтому справедливы все законы ГО, а граничные условия электродинамики справедливы в виде, полученном для плоской границы раздела двух бесконечных сред с разными электрофизическими параметрами.

Считаем амплитуды переотраженных лучей внутри диэлектрического цилиндра пренебрежимо малыми. Траектории

лучей определяются в соответствии с законами Снелля.

Задачу будем решать в два этапа. Сначала методом геометрической оптики находим два луча  $ABC$  и  $A'B'C$ , которые попадают в заданную точку  $C$  на фокальной оси цилиндра. На втором этапе методом физической оптики находим амплитуды и фазы всех трех волн, попадающих в точку  $C$  по лучам  $OC$ ,  $ABC$  и  $A'B'C$ . Таким образом поле каждого прошедшего луча представляет собой комплексную величину, амплитуда которой определяется амплитудой падающей волны, модулем коэффициента преломления, коэффициентом затухания волны в среде и проекцией прошедшего расстояния внутри цилиндра на его радиус к точке падения.

Фаза определяется длиной оптического пути от плоскости равных фаз падающей волны (точка  $A$  на рис. 1) до точки падения луча на цилиндр (точка  $B$ ), аргументом коэффициента преломления и расстоянием  $BC$ , которое прошел луч внутри диэлектрического цилиндра до точки наблюдения. Рассмотрим далее две задачи: когда плоскость поляризации падающей электромагнитной волны либо параллельна, либо перпендикулярна образующей цилиндра. Так как ортогонально поляризованные волны не интерferируют, полученные решения можно использовать для изучения эффектов фокусировки диэлектрическим цилиндром волн с различной поляризацией – наклонной, линейной, эллиптической или круговой.

Используя известные [4, 5] выражения для коэффициентов преломления волн, запишем выражения для прошедшей волны:

а) Падающая волна параллельно поляризована:

$$\dot{\vec{E}}_{np} = (\bar{x}^0 \beta_z - \bar{z}^0 (\beta_x - i\alpha)) \frac{\dot{E}_0 \dot{D}_p}{k_2} e^{-\alpha x} \cdot e^{-i(\beta_x x + \beta_z z)} \quad (1)$$

$$\dot{\vec{H}}_{np} = \bar{y}^0 \cdot \frac{\dot{E}_0 \dot{D}_p}{W_2} \cdot e^{-\alpha x} \cdot e^{-i(\beta_x x + \beta_z z)} \quad (2)$$

б) Падающая волна перпендикулярно поляризована:

$$\dot{\vec{E}}_{np} = \bar{y}^0 \cdot \dot{E}_0 \dot{D}_s \cdot e^{-\alpha x} e^{-i(\beta_x x + \beta_z z)} \quad (3)$$

$$\dot{\vec{H}}_{np} = -(\bar{x}^0 \beta_z - \bar{z}^0 (\beta_x - i\alpha)) \cdot \frac{\dot{E}_0 \dot{D}_s}{W_2 k_2} \cdot e^{-\alpha x} \cdot e^{-i(\beta_x x + \beta_z z)}, \quad (4)$$

где  $\beta_x = \text{Re}(k_2 \cos \theta)$ ,  $\beta_z = k_2 \sin \theta = k_1 \sin \varphi$ ,  $k_2 = \beta - i\alpha$ .

Задачу рассматриваем в декартовой системе координат, начало которой совмещено с точкой падения перпендикулярного к поверхности цилиндра луча ( $\varphi = 0$ ), ось  $ox$  совмещена с фокальной осью цилиндра, ось  $oy$  параллельна оси цилиндра (рис. 1). В этом случае суммарные амплитуды полей  $\left| \dot{\vec{E}} \right|$  и  $\left| \dot{\vec{H}} \right|$

трех лучей в точках наблюдения ( $x = d_0 = R \left( 1 - \cos \varphi + \frac{\sin \varphi}{\operatorname{tg}(\varphi - \operatorname{Re} \theta)} \right)$ ,  $z = 0$  определяются их интерференцией и описываются следующими выражениями:

а) Параллельная поляризация:

$$|\dot{E}_p| = E_0 \sqrt{|\dot{D}_{p0}|^2 \cdot e^{-2\alpha d_0} + A_E'^2 - 2|\dot{D}_{p0}| A_E' \cdot e^{-\alpha d_0} \cdot \cos(\psi'_{E1} + \psi'_{E2} + \operatorname{Re} k_2 d_0 - \arg \dot{D}_{p0})}, \quad (5)$$

где  $A_E' = -2 \left| \frac{\dot{D}_p}{k_2} \right| e^{-\alpha(d_0 - R(1 - \cos \varphi))} \cdot \sqrt{(k_1 \sin^2 \varphi + \cos \varphi \cdot \operatorname{Re}(k_2 \cos \theta))^2 + \alpha^2 \cos^2 \varphi}$ ,

$$\psi'_{E1} = \operatorname{arctg} \frac{b}{a + \cos \varphi} + \operatorname{arctg} \frac{b \cos \varphi}{a \cos \varphi + \sin^2 \varphi} - \operatorname{arctg} \frac{\chi}{\eta} + \operatorname{arctg} \frac{-\alpha}{\beta} - \operatorname{Re}(k_2 \cos \theta) \times$$

$$\times (d_0 - R(1 - \cos \varphi)) - \operatorname{Re}(k_2 \cos \theta) \cdot (d_0 - R(1 - \cos \varphi)) + k_1 R(\sin^2 \varphi - 1 + \cos \varphi)$$

$$\psi'_{E2} = \operatorname{arctg} \frac{-\alpha \cos \varphi}{k_1 \sin^2 \varphi + \cos \varphi \cdot \operatorname{Re}(k_2 \cos \theta)},$$

$$|\dot{H}_p| = \frac{1}{|W_2|} E_0 \sqrt{|\dot{D}_{p0}|^2 \cdot e^{-2\alpha d_0} + |\dot{D}_p|^2 \cdot e^{-2\alpha(x - R(1 - \cos \varphi))} + 2|\dot{D}_{p0}| |\dot{D}_p| \cdot e^{-\alpha(2d_0 - R(1 - \cos \varphi))} \cdot \cos(\psi'_{H1} - \psi'_{H2})}, \quad (6)$$

где  $\psi'_{H1} = \operatorname{arctg} \frac{\chi}{\eta + 1} - \operatorname{Re} k_2 d_0$ ,

$$\psi'_{H2} = \operatorname{arctg} \frac{b}{a + \cos \varphi} + \operatorname{arctg} \frac{b \cos \varphi}{a \cos \varphi + \sin^2 \varphi} - \operatorname{arctg} \frac{\chi}{\eta} - \operatorname{Re}(k_2 \cos \theta) \cdot (d_0 - R(1 - \cos \varphi)) +$$

$$+ k_1 R(\sin^2 \varphi - 1 + \cos \varphi), \quad \dot{D}_{p0} = \frac{2}{\eta - i\chi + 1} \quad \text{-- коэффициент преломления параллельно поляризованной волны, падающей по нормали на границу раздела сред.}$$

Также для упрощения расчетов введены аналогично [6] вспомогательные величины

$$n = \eta - i\chi, \quad \chi = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2} \cdot \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta^2} - 1}, \quad \eta = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2} \cdot \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta^2} + 1},$$

$$(\eta - i\chi) \cos \theta = a - ib = \sqrt{(\eta - i\chi)^2 - \sin^2 \varphi},$$

$$a = \sqrt{\frac{1}{2} \left[ \sqrt{(\eta^2 - \chi^2 - \sin^2 \varphi)^2 + 4\eta^2 \chi^2} + (\eta^2 - \chi^2 - \sin^2 \varphi) \right]},$$

$$b = \sqrt{\frac{1}{2} \left[ \sqrt{(\eta^2 - \chi^2 - \sin^2 \varphi)^2 + 4\eta^2 \chi^2} - (\eta^2 - \chi^2 - \sin^2 \varphi) \right]}.$$

б) Перпендикулярная поляризация:

$$|\dot{E}_s| = E_0 \sqrt{|\dot{D}_{s0}|^2 \cdot e^{-2\alpha d_0} + |\dot{D}_s|^2 \cdot e^{-2\alpha(d_0 - R(1 - \cos \varphi))} + 2|\dot{D}_{s0}| |\dot{D}_s| \cdot e^{-\alpha(2d_0 - R(1 - \cos \varphi))} \cos(\psi_{E1} - \psi_{E2})}, \quad (7)$$

где  $\psi_{E1} = \operatorname{arctg} \frac{\chi}{\eta} - \operatorname{Re} k_2 d_0$

$$\psi_{E2} = \operatorname{arctg} \frac{-\alpha \cos \varphi}{k_1 \sin^2 \varphi + \cos \varphi \cdot \operatorname{Re}(k_2 \cos \theta)} - \operatorname{Re}(k_2 \cos \theta) \cdot (d_0 - R(1 - \cos \varphi)) + k_1 R(\sin^2 \varphi - 1 + \cos \varphi)$$

$$|\dot{H}_s| = \frac{1}{|W_2|} E_0 \sqrt{|\dot{D}_{s0}|^2 \cdot e^{-2\alpha d_0} + A_H'^2 - 2|\dot{D}_{s0}| A_H' \cdot e^{-\alpha d_0} \cos(\psi_{H1} + \psi_{H2} + \operatorname{Re} k_2 d_0 - \arg \dot{D}_{s0})} \quad (8)$$

$$\text{где } A_H = -2 \left| \frac{\dot{D}_s}{k_2} \right| e^{-\alpha(d_0 - R(1 - \cos \varphi))} \sqrt{(k_1 \sin^2 \varphi + \cos \varphi \cdot \operatorname{Re}(k_2 \cos \theta))^2 + \alpha^2 \cos^2 \varphi},$$

$$\psi_{H1} = \operatorname{arctg} \frac{b}{a + \cos \varphi} + \operatorname{arctg} \frac{-\alpha}{\beta} - \operatorname{Re}(k_2 \cos \theta) \cdot (d_0 - R(1 - \cos \varphi)) + k_1 R (\sin^2 \varphi - 1 + \cos \varphi)$$

$$\psi_{H2} = \operatorname{arctg} \frac{-\alpha \cos \varphi}{k_1 \sin^2 \varphi + \cos \varphi \cdot \operatorname{Re}(k_2 \cos \theta)}, \quad \dot{D}_{s0} = \dot{D}_{p0} = \frac{2}{\eta - i\chi + 1}.$$

При рассмотрении среды без потерь конечные формулы для расчёта полей упрощаются:

а) Параллельная поляризация:

$$|\dot{E}_p| = E_0 \sqrt{D_{p0}^2 + 4 \cos^2(\varphi - \theta) D_p^2 + 4 D_{p0} D_p \cos(\varphi - \theta) \cos(k_2 d_0 + \xi_1)}, \quad (9)$$

$$|\dot{H}_p| = \frac{E_0}{W_1} \sqrt{D_{p0}^2 + D_p^2 + 2 D_{p0} D_p \cos(k_2 d_0 + \xi_1)},$$

$$\text{где } \xi_1 = k_2 (R \cos \theta - R \cos(\varphi + \theta) - d_0 \cos \theta) - k_1 R (1 - \cos \varphi), \quad \dot{D}_{p0} = \frac{2}{\sqrt{\varepsilon + 1}}$$

б) Перпендикулярная поляризация:

$$|\dot{E}_s| = E_0 \sqrt{D_{s0}^2 + D_s^2 + 2 D_{s0} D_s \cos(k_2 d_0 + \xi_1)}, \quad (11)$$

$$|\dot{H}_s| = \frac{E_0}{W_2} \sqrt{D_{s0}^2 + 4 \cos^2(\varphi - \theta) D_s^2 + 4 D_{s0} D_s \cos(\varphi - \theta) \cos(k_2 d_0 + \xi_1)},$$

$$\dot{D}_{s0} = \dot{D}_{p0} = \frac{2}{\sqrt{\varepsilon + 1}}$$

Для расчета суммарных величин  $|\dot{E}_\Sigma|$  и  $|\dot{H}_\Sigma|$  для обоих вариантов поляризации падающей волны разработаны компьютерные программы и построены графики их зависимости от координат точек наблюдения, нормированных на радиус кругового сечения диэлектрического цилиндра для разных  $\varepsilon$ .

## АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

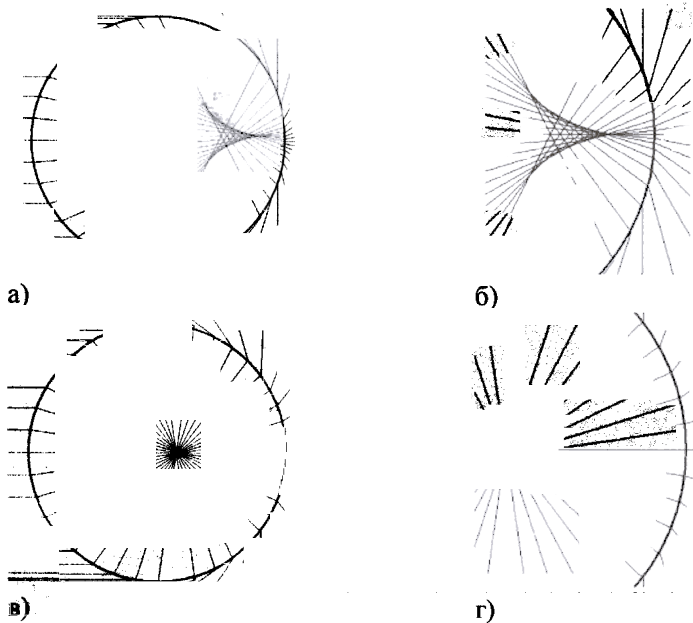


Рис. 2. Ход лучей и каустика поля в диэлектрическом цилиндре без потерь при  $\varepsilon = 5$  (а, б) и  $\varepsilon = 50$  (в, г)

Рассмотрим круговое сечение диэлектрического цилиндра. На его радиус не накладываем ограничений, кроме  $R \gg \lambda$ . Диэлектрическую проницаемость изменяем в широких пределах, а магнитную принимаем  $\mu = 1$ . Считаем, что среда вне цилиндра имеет характеристики  $\varepsilon = 1$ ,  $\mu = 1$  и  $\operatorname{tg} \delta = 0$ . В случае без потерь диэлектрик выполняет функцию собирающей линзы: входящие лучи параллельны направлению распространения волны, а лучи, проходящие через среду, преломляются и фокусируются внутри цилиндра или за его пределами. Область фокуса располагается на фокальной оси (вдоль направления распространения падающей волны), ход лучей симметричен относительно этой оси. Если среда имеет потери, то при распространении волна затухает и приобретает дополнительный набег фаз.

Рассмотрим точки фокусировки электромагнитной волны на оси  $ox$  сечения диэлектрического цилиндра с потерями. Плоская волна падает на каждую точку поверхности цилиндра под углом  $\varphi$ , изме-

нящимся от  $-\frac{\pi}{2}$  до  $\frac{\pi}{2}$ . Представим поверхность цилиндра как совокупность бесконечно малых линейных участков. В таком приближении можно отдельно рассматривать падение луча на плоскую границу раздела двух сред под углом  $\varphi$ .

В каждой точке оси  $oz$ , начиная от центра круга, может произойти пересечение трёх лучей: нормального к поверхности и преломлённых под углами  $\theta$ . Ход лучей, расположение точек пересечения преломлённых лучей с нормально падающим лучом и амплитуда поля в этих точках будут зависеть от отношения радиуса цилиндра к длине падающей волны, а также от диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь.

На рис. 2 приведены для сравнительного анализа геометрические иллюстрации процесса преломления и фокусировки лучей в круговом сечении диэлектрического цилиндра. В расчётах здесь и далее принято, что амплитуда вектора напряжённости электрического поля падающей на диэлектрический цилиндр плоской волны равна  $E_0 = 1B/m$ , длина волны  $\lambda = 1mm$ . Рис. 2 наглядно иллюстрирует тот факт, что прошедшие лучи образуют внутри диэлектрического тела каустику. При этом с увеличением диэлектрической проницаемости область фокусировки лучей сужается в точку.

Далее рассмотрим зависимости амплитуд напряженностей электрического и магнитного полей от нормированной координаты  $z/R$  при изменении радиуса цилиндра  $R$  и  $\varepsilon$  для случая параллельной (а, б) и перпендикулярной (в, г) поляризации падающей волны, которые представлены на рис. 3 – 6.

Представленные результаты расчетов позволяют проанализировать эффекты фокусировки электромагнитных полей в круговом сечении диэлектрического цилиндра при изменении его радиуса и параметров среды.

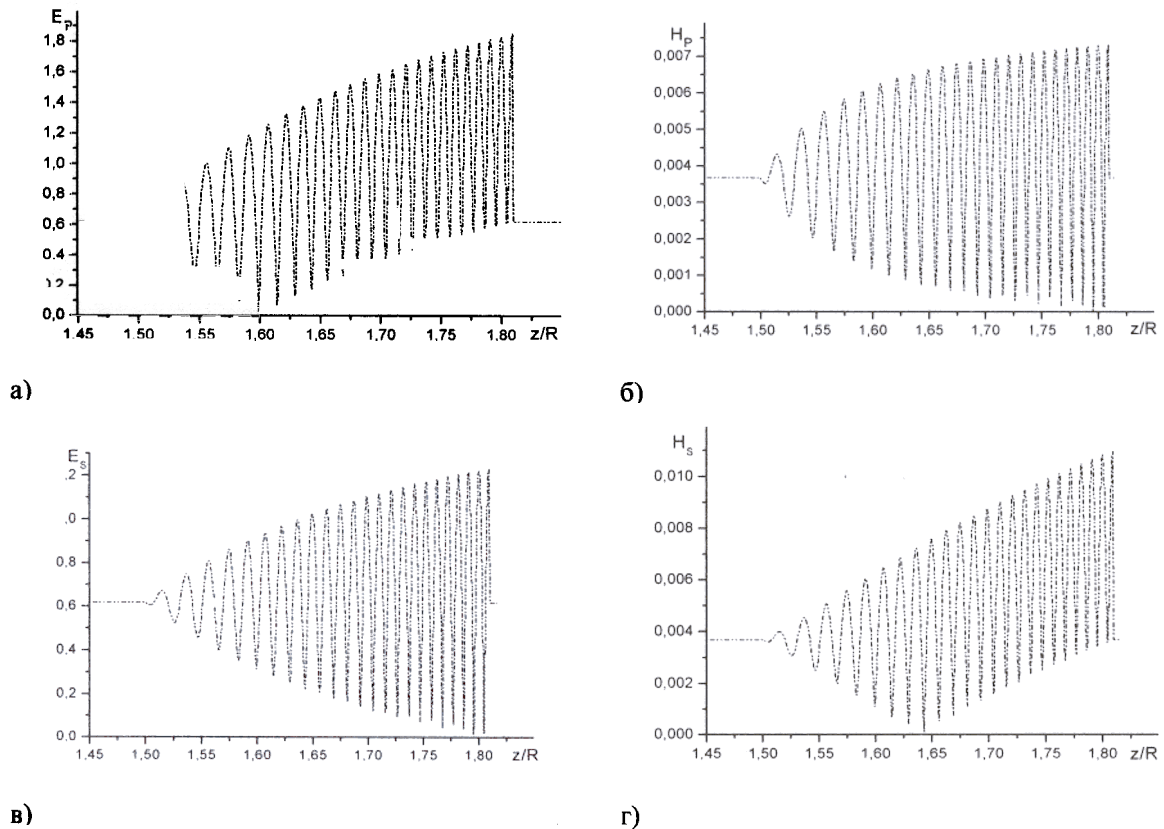
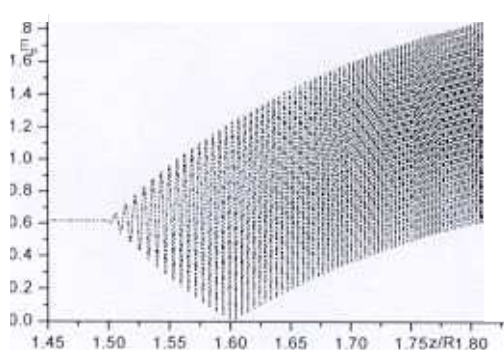
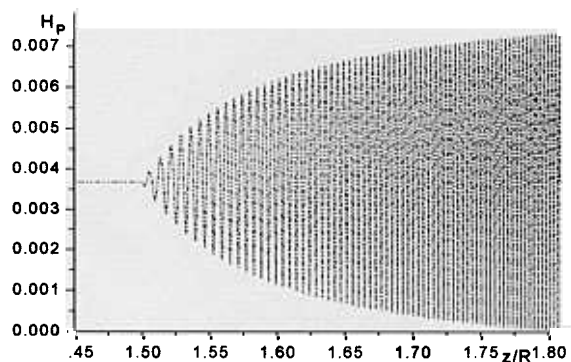


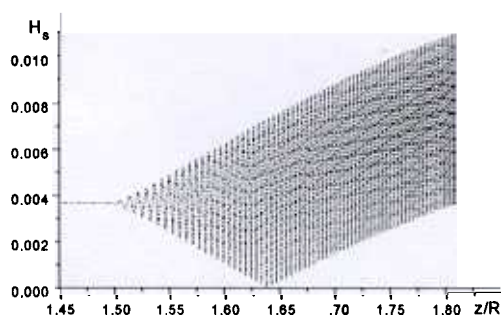
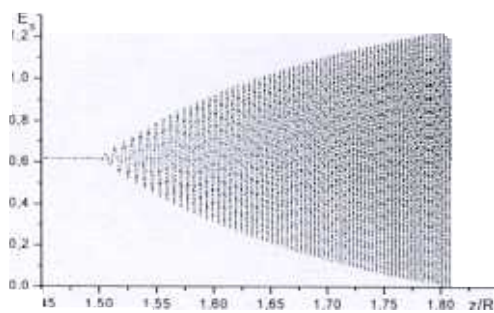
Рис. 3. Фокусировка электрических (а, в) и магнитных (б, г) полей диэлектрическим цилиндром при  $R=10\lambda$ ,  $\varepsilon = 5$ ,  $tg\delta = 0$



а)

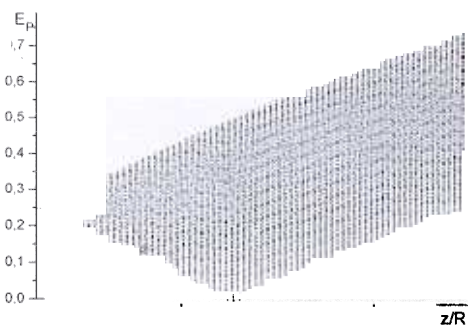


б)

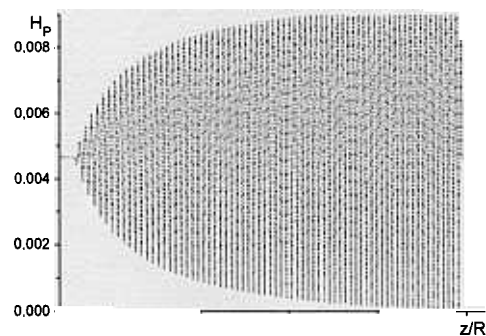


г)

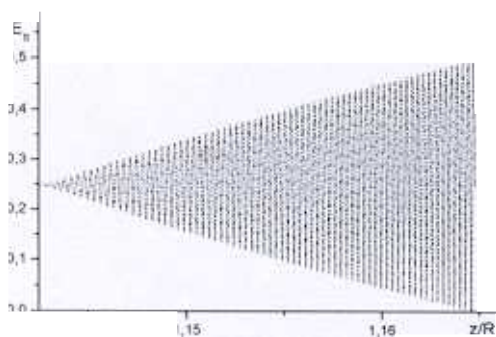
Рис. 4. Фокусировка электрических (а, в) и магнитных (б, г) полей диэлектрическим цилиндром при  $R=30\lambda$ ,  $\varepsilon = 5$ ,  $tg\delta = 0$



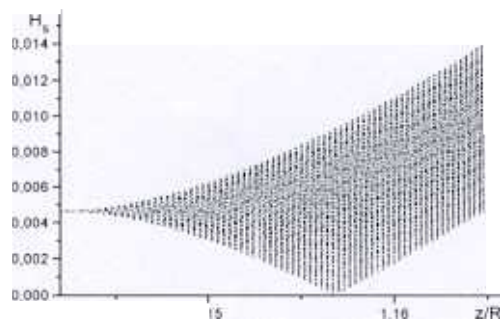
а)



б)



в)



г)

Рис. 5. Фокусировка электрических (а, в) и магнитных (б, г) полей диэлектрическим цилиндром при  $R=10\lambda$ ,  $\varepsilon = 50$ ,  $tg\delta = 0$

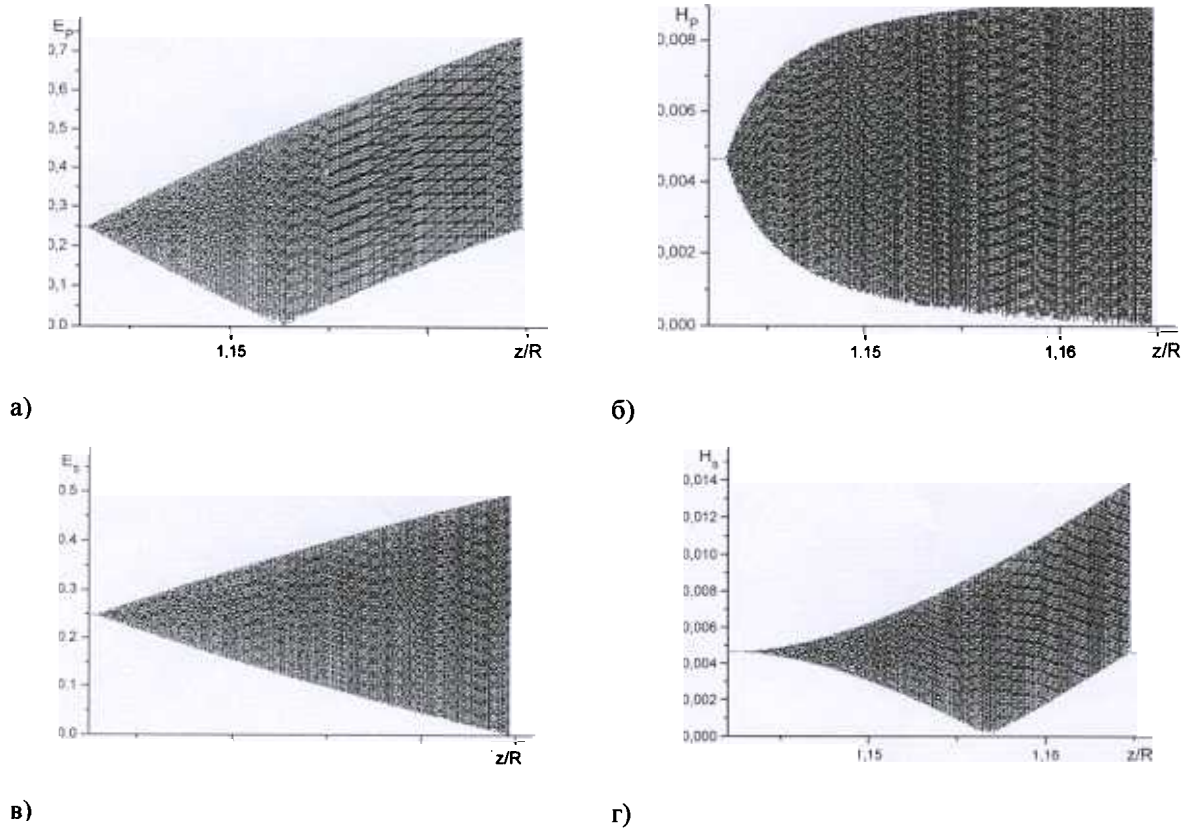


Рис. 6. Фокусировка электрических (а, в) и магнитных (б, г) полей диэлектрическим цилиндром при  $R=30\lambda$ ,  $\varepsilon = 50$ ,  $\text{tg}\delta = 0$

Внутри диэлектрического цилиндра мощность падающей электромагнитной волны концентрируется в некотором объеме, но вследствие явления интерференции волн внутри этого объема амплитуды полей  $E$  и  $H$  изменяются в зависимости от положения точки наблюдения по осциллирующим закономерностям с очень глубокими перепадами. Таким образом, в диэлектрическом цилиндре волны не фокусируются в точку, как это имеет место в классических фокусирующих системах. Однако, доказанное явление концентрации поля и очень большие градиенты полей в фокальной области диэлектрического цилиндра могут быть физической причиной подпорогового воздействия электромагнитных волн на человека и другие биологические объекты. Это, по-видимому, особенно справедливо в отношении волн миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, когда большие градиенты поля наблюдаются на расстояниях, сопоставимых с размерами молекул.

Максимумы и минимумы полей в области концентрации мощности внутри диэлектрического цилиндра (будем называть её областью фокусировки) зависят от радиуса цилиндра и от его диэлектрической проницаемости. При этом амплитуды  $E$  и  $H$  полей в этой области нарастают во

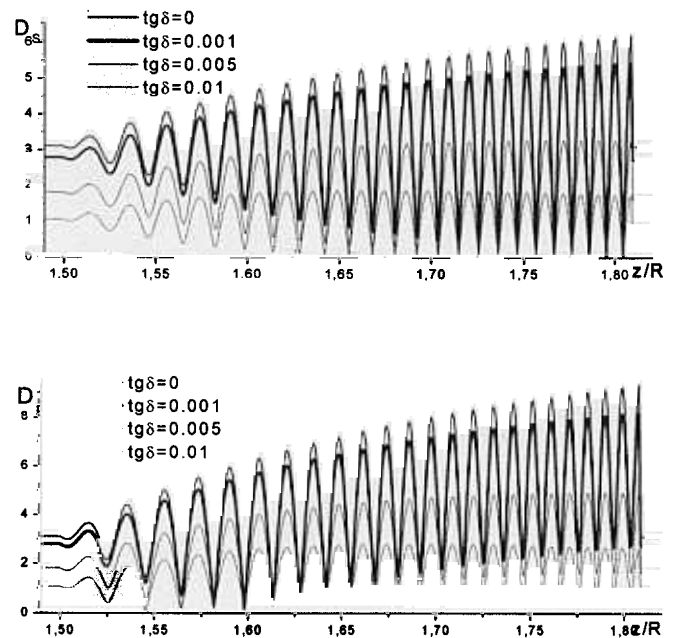


Рис. 7. Влияние потерь на вектора электрической индукции в фокальной области ( $R=10\lambda$ ,  $\varepsilon = 5$ )

всех случаях по мере удаления от центра цилиндра и для вертикальной, и для горизонтальной поляризации. Характер и скорость нарастания амплитуд полей по мере удаления от центра цилиндра отличается для E- и H-полей.

С увеличением радиуса цилиндра при одинаковых  $\epsilon$  протяженность области фокусировки сохраняется, как видно из сравнения рис. 3, 4 и 5, 6, однако увеличивается число осцилляций поля на единицу длины без изменения значения максимума поля. Это можно объяснить тем, что с увеличением радиуса уменьшается скорость изменения угла падения плоской волны на цилиндр, следовательно, и скорость изменения фазы рассматриваемых лучей. Соответственно, в области фокусировки за счёт разности скоростей изменения фазы нормального и преломлённого под углом  $\theta$  лучей происходит синфазное и противофазное сложение волн.

При увеличении диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  происходит фокусировка лучей и также увеличивается число осцилляций, как видно из сравнения рис. 3, 5 и 4, 6. Амплитуда поля  $E$  уменьшается, а поля  $H$  – возрастает. Огибающая осцилляций с возрастанием  $\epsilon$  искривляется в сторону области, которую ограничивает. Область фокусировки поля смещается к центру цилиндра, а её протяженность уменьшается. Наглядно эффект увеличения градиентов полей в фокальной области при увеличении  $\epsilon$  иллюстрирует рис. 2г.

Рассмотрим влияние потерь на вектор электрической индукции в фокальной области для случая вертикальной и горизонтальной поляризации волны, падающей на диэлектрический цилиндр. На рис. 7 приведены результаты расчетов для случая  $R=10\lambda$ ,  $\epsilon=5$ . Видно, что с увеличением тангенса угла диэлектрических потерь точки фокусировки смещаются незначительно. В случае малых потерь ( $\operatorname{tg}\delta \leq 10^{-3}$ ) закономерность нарастания амплитуды поля  $D$  сохраняется по мере удаления от центра цилиндра и для горизонтальной, и для вертикальной поляризации падающей на диэлектрический цилиндр волны. Возрастание потерь приводит к увеличению кривизны огибающей осцилляций и к значительному уменьшению амплитуды вектора электрической индукции в области фокусировки. Очевидно, что это объясняется увеличением оптической длины пути волны в поглощающей среде.

## ВЫВОДЫ

В квазиоптическом приближении решена задача нахождения амплитуд напряжённостей электрического и магнитного полей внутри бесконечного диэлектрического цилиндра с произвольным радиусом, произвольным значением диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь для двух модельных случаев: когда вектор напряжённости электрического поля параллелен и перпендикулярен образующей цилиндра. В расчетах учтен скачок фазы поля в процессе прохождения волны через поверхность цилиндра. По разработанному алгоритму создана компьютерная программа для расчёта амплитудных и фазовых характеристик полей внутри цилиндра.

Анализ результатов расчетов показал, что преломление лучей на границе диэлектрического цилиндра приводит к их фокусировке, причем чем больше диэлектрическая проницаемость среды, тем больше смещается область повышенной локальной плотности мощности электромагнитной волны к центру цилиндра. Вследствие интерференции волн в фокальной области лучи фокусируются не в точку, а в довольно размытую область внутри цилиндра. Это явление приводит к большим продольным градиентам амплитуд полей. Показано, что потери в среде приводят не только к уменьшению амплитуды поля в локальных максимумах, но и к уменьшению градиентов поля.

Изученные явления позволяют объяснить эффекты подпорогового (нетеплового) воздействия электромагнитных волн малой интенсивности миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов на человека и другие биологические объекты.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Низкоинтенсивные СВЧ-технологии (проблемы и реализации)/ Под ред. Г. А. Морозова, Ю. Е. Седельникова. – М.: Радиотехника, 2003. – 112 с.
2. СВЧ-энергетика. Т.3: Применение энергии сверхвысоких частот в медицине, науке и технике. – М.: Мир, 1971. – 248 с.
3. Сакало С. М., Семенец В. В., Азархов О. Ю. Надвисокі частоти в медицині (терапія і діагностика): Навч. посібник. – Х.: ХНУРЕ; Колегіум, 2005. – 264 с.
4. Пименов Ю. В., Вольман В. И., Муравцов А. Д. Техническая электродинамика: Учеб. пособие. – М.: Радио и связь, 2002. – 536 с.
5. Гольдштейн Л. Д., Зернов Н. В. Электромагнитные поля и волны. – М.: Сов. радио, 1972. – 464 с.
6. Пришивалко А. П. Отражение света от поглощающих сред. Минск: Изд-во Акад. Наук БССР, 1963. – 430 с.
7. Ковнеристый Ю. К., Лазарева И. Ю., Раваев А. А. Материалы, поглощающие СВЧ-излучения. – М.: Наука, 1982. – 167 с.