

УДК 535.4 + 538.3

ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ И ФОКУСИРОВКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ВНУТРИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ШАРА С ПОТЕРЯМИ

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

E-mail: SaturniaS@rambler.ru

Поступила в редакцию 15 сентября 2010 г.

Методом геометрической оптики решена задача нахождения амплитуд напряженностей электрического и магнитного полей внутри диэлектрического шара с потерями при облучении его плоской электромагнитной волной линейной поляризации. Показано, что в фокальной области электромагнитное поле распределено неравномерно. Расположение локальных максимумов зависит от электрофизических параметров и диаметра шара. Эффект фокусировки электромагнитных волн цилиндрическими, шарообразными и эллипсоидальными диэлектрическими телами может объяснить механизмы влияния электромагнитного поля на биологические объекты и, в частности, на человека.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: микроволны, диэлектрический шар, плоская волна, область фокусировки

Методом геометричної оптики розв'язано задачу знаходження амплітуд напруженостей електричного та магнітного полів всередині діелектричної кулі з втратами, що опромінюється плоскою електромагнітною хвилею лінійної поляризації. Показано, що у фокальній області електромагнітне поле розподілено нерівномірно. Розташування локальних максимумів залежить від електрофізичних параметрів та діаметра кулі. Ефект фокусування електромагнітних хвиль циліндричними, кулеподібними та еліпсоїдальними діелектричними тілами може пояснити механізми впливу електромагнітного поля на біологічні об'єкти, зокрема, на людину.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: мікрохвилі, діелектрична куля, плоска хвиля, область фокусування.

The problem of electrical and magnetic field intensities computation inside dissipative dielectric solid sphere illuminated by plane linear polarized wave have been solved using geometrical optics. It was shown that the electromagnetic field has been distributed irregularly in focusing range. Local maxima and minima location depends on the electrophysical parameters and sphere diameter. The effect of focusing the electromagnetic waves by cylindrical, spherical and ellipsoidal dielectric objects can clarify mechanism of electromagnetic field influence on biologic objects, and a human in particular.

KEY WORDS: microwaves, dielectric solid sphere, plane wave, focusing region.

Для того чтобы расширить область применения электромагнитного излучения миллиметрового диапазона и направленно воздействовать на диэлектрические объекты, получая ожидаемый результат, необходимо детально изучить процессы, происходящие внутри облучаемых объектов.

Ранее нами в геометрооптическом приближении рассмотрена задача определения распределения электромагнитного поля внутри бесконечного цилиндра произвольного диаметра $d > \lambda$ из диэлектрика с произвольными электрофизическими характеристиками при облучении его плоской электромагнитной волной. Проведены расчеты напряженностей электрического и магнитного полей на фокальной оси и в каждой точке кругового сечения цилиндра с учетом потерь для случая параллельной и перпендикулярной поляризации электромагнитной волны, падающей на поверхность цилиндра перпендикулярно его оси симметрии [1].

Целью настоящей статьи является теоретическое исследование распределения электромагнитного поля внутри диэлектрического шара, облучаемого плоской электромагнитной волной.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

На поверхность диэлектрического шара с потерями падает плоская поляризованная линейно электромагнитная волна. В рамках геометрической оптики освещается поверхность шара в пределах

углов падения волны $\varphi \in \left(-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}\right)$ относительно внешней нормали к поверхности шара в точке падения

(рис. 1).

Образованные при падении плоской электромагнитной волны на поверхность диэлектрического шара преломленные лучи будут фокусироваться в некоторой области вдоль фокальной оси внутри шара или вне его в зависимости от значения диэлектрической проницаемости.

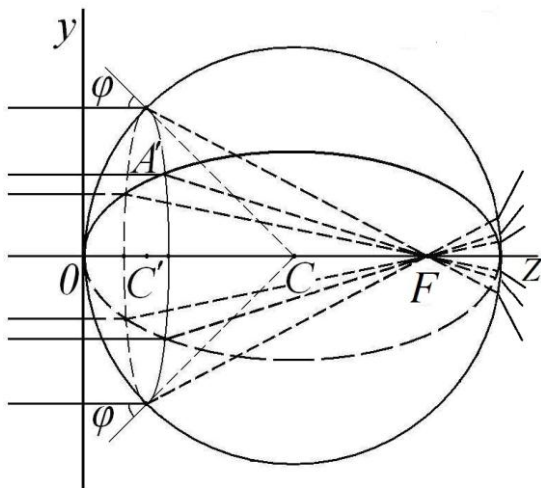


Рис.1. Диэлектрический шар, облучаемый плоской электромагнитной волной ($\vec{k} \parallel \vec{z}$)

и вектору \vec{k} сечения назовем поперечными. Очевидно, что ход лучей в продольных сечениях одинаков и соответствует ходу лучей в круговом сечении диэлектрического цилиндра [1]. Прошедшие лучи разных продольных сечений могут пересекаться только на фокальной оси внутри шара или за ним. В каждой точке фокальной оси в области фокусировки пересекаются лучи, падающие на поверхность шара под одинаковым углом, то есть на одну окружность. Поэтому распределение поля на оси в каждой точке определяется суммарным полем этих лучей, а вне оси в продольных сечениях соответствует распределению поля в круговом сечении диэлектрического цилиндра с теми же параметрами [1].

В решении задачи нахождения электромагнитного поля внутри шара принят ряд приближений. Электромагнитную волну представляем как совокупность лучей, число которых стремится к бесконечности. Поверхность шара в точках падения лучей считаем локально плоской (поскольку $R \gg \lambda$), поэтому справедливы все законы геометрической оптики, а граничные условия электродинамики справедливы в виде, полученном для плоской границы раздела двух бесконечных сред с разными электрофизическими параметрами. Считаем амплитуды переотраженных лучей пренебрежимо малыми. Траектории лучей определяются соответственно законам Снелля.

Поставленную задачу решаем в несколько этапов. Представляем диэлектрический шар как совокупность продольных сечений. Сначала находим амплитуду электромагнитного поля на фокальной оси, а затем в каждой точке продольных сечений. Таким образом определяем амплитуды полей $|\dot{E}|$ и $|\dot{H}|$ в каждой точке диэлектрического шара. Распределение электромагнитного поля в поперечных сечениях находим из полученного массива данных для фиксированных значений координаты z .

МЕТОДИКА РАСЧЕТА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО ПОЛЕЙ ВНУТРИ ШАРА

Пусть диэлектрический шар облучается плоской электромагнитной волной, вектор \vec{E} которой ориентирован по направлению оси Oy . Тогда для продольного сечения, проходящего через ось Oy , считаем падающую волну параллельно поляризованной, а для продольного сечения, проходящего через ось Ox , перпендикулярно поляризованной. Диэлектрическая проницаемость шара $\varepsilon > 1$, а магнитная проницаемость $\mu = 1$. Считаем, что среда вне цилиндра имеет характеристики $\varepsilon = 1$, $\mu = 1$ и $\text{tg } \delta = 0$.

Рассмотрим продольное сечение, ориентированное под углом γ к оси Oy . Напряженности электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей падающей на шар волны в координатах этого сечения определяются следующими выражениями:

$$\vec{E} = \vec{y}'\dot{E}_0 \cos \gamma + \vec{x}'\dot{E}_0 \sin \gamma = \vec{y}'\dot{E}_{0p} + \vec{x}'\dot{E}_{0s}, \quad (1)$$

$$\vec{H} = \vec{y}'\dot{H}_0 \sin \gamma - \vec{x}'\dot{H}_0 \cos \gamma = \vec{y}'\dot{H}_{0s} + \vec{x}'\dot{H}_{0p}, \quad (2)$$

где \dot{E}_{0_p} и \dot{H}_{0_p} – параллельные составляющие падающей волны относительно плоскости сечения, \dot{E}_{0_s} и \dot{H}_{0_s} – перпендикулярные составляющие.

Тогда напряженности полей преломленной волны \vec{E}_{np} и \vec{H}_{np} в сечении описываются параллельной и перпендикулярной составляющими [2, 3]:

$$\dot{E}_{np_p} = (-\vec{z}'\beta_{y'} + \vec{y}'(\beta_{z'} - i\alpha)) \cdot \frac{\dot{E}_{0_p} \dot{D}_p}{k_2} \cdot e^{-\alpha z'} \cdot e^{-i(\beta_{z'} z' + \beta_{y'} y')}, \quad (3)$$

$$\dot{E}_{np_s} = \vec{x}' \cdot \dot{E}_{0_s} \dot{D}_s \cdot e^{-\alpha z'} \cdot e^{-i(\beta_{z'} z' + \beta_{y'} y')}, \quad (4)$$

$$\dot{H}_{np_p} = -\vec{x}' \cdot \frac{\dot{E}_{0_p} \dot{D}_p}{\dot{W}_2} \cdot e^{-\alpha z'} \cdot e^{-i(\beta_{z'} z' + \beta_{y'} y')}, \quad (5)$$

$$\dot{H}_{np_s} = -(\vec{z}'\beta_{y'} + \vec{y}'(\beta_{z'} - i\alpha)) \cdot \frac{\dot{E}_{0_s} \dot{D}_s}{\dot{W}_2 k_2} \cdot e^{-\alpha z'} \cdot e^{-i(\beta_{z'} z' + \beta_{y'} y')}, \quad (6)$$

где $\beta_{z'} = \text{Re}(k_2 \cos \theta)$, $\beta_{y'} = k_2 \sin \theta = k_1 \sin \varphi$, $k_2 = \beta - i\alpha$, α - коэффициент затухания, β - фазовая скорость распространения волны в среде, \dot{D}_p и \dot{D}_s - коэффициенты преломления параллельно и перпендикулярно поляризованной волны соответственно.

На фокальной оси в каждой точке области фокусировки будут пересекаться лучи, падающие под одинаковыми углами к поверхности шара (рис. 1б) и луч, падающий под углом $\varphi = 0$. Каждому лучу φ_j соответствует точка пересечения его траектории с фокальной осью с координатой z_j . Напряженности полей каждого луча в точке пересечения с фокальной осью в координатах (x', y', z') продольных сечений с углом ориентации γ относительно оси Oy определяются выражениями:

$$\dot{E}_p(\varphi_j, \gamma) = (-\vec{z}'\beta_{y'} + \vec{y}'(\beta_{z'} - i\alpha)) \cdot \frac{\dot{E}_{0_p} \dot{D}_p(\varphi_j)}{k_2} \cdot e^{-\alpha z_j} \cdot e^{-i\beta_{z'} z_j} = \cos \gamma \cdot (\vec{y}' \dot{E}_{p_y}(\varphi_j) + \vec{z}' \dot{E}_{p_z}(\varphi_j)), \quad (7)$$

$$\dot{E}_s(\varphi_j, \gamma) = \vec{x}' \cdot \dot{E}_{0_s} \dot{D}_s(\varphi_j) \cdot e^{-\alpha z_j} \cdot e^{-i\beta_{z'} z_j} = \sin \gamma \cdot \vec{x}' \dot{E}_{s_x}(\varphi_j), \quad (8)$$

$$\dot{H}_p(\varphi_j, \gamma) = \vec{x}' \cdot \frac{\dot{E}_{0_p} \dot{D}_p(\varphi_j)}{\dot{W}_2} \cdot e^{-\alpha z_j} \cdot e^{-i\beta_{z'} z_j} = \cos \gamma \cdot \dot{H}_{p_x}(\varphi_j), \quad (9)$$

$$\dot{H}_s(\varphi_j, \gamma) = (\vec{z}'\beta_{y'} + \vec{y}'(\beta_{z'} - i\alpha)) \cdot \frac{\dot{E}_{0_s} \dot{D}_s(\varphi_j)}{\dot{W}_2 k_2} \cdot e^{-\alpha z_j} \cdot e^{-i\beta_{z'} z_j} = -\sin \gamma \cdot (\vec{y}' \dot{H}_{s_y}(\varphi_j) + \vec{z}' \dot{H}_{s_z}(\varphi_j)). \quad (10)$$

После преобразования координат для перехода в основную систему координат (x, y, z) получаем:

$$\dot{E}_y(\varphi_j, \gamma) = \cos^2 \gamma \cdot \dot{E}_{p_y}(\varphi_j) + \sin^2 \gamma \cdot \dot{E}_{s_x}(\varphi_j), \quad (11)$$

$$\dot{E}_x(\varphi_j, \gamma) = \sin \gamma \cos \gamma \cdot (-\dot{E}_{p_y}(\varphi_j) + \dot{E}_{s_x}(\varphi_j)), \quad (12)$$

$$\dot{E}_z(\varphi_j, \gamma) = \cos \gamma \cdot \dot{E}_{p_z}(\varphi_j), \quad (13)$$

$$\dot{H}_y(\varphi_j, \gamma) = \sin \gamma \cos \gamma \cdot (\dot{H}_{s_y}(\varphi_j) + \dot{H}_{p_x}(\varphi_j)), \quad (14)$$

$$\dot{H}_x(\varphi_j, \gamma) = -\sin^2 \gamma \cdot \dot{H}_{s_y}(\varphi_j) + \cos^2 \gamma \cdot \dot{H}_{p_x}(\varphi_j), \quad (15)$$

$$\dot{H}_z(\varphi_j, \gamma) = \sin \gamma \cdot \dot{H}_{s_z}(\varphi_j). \quad (16)$$

Просуммировав по γ от 0 до 2π , получим выражения, описывающие напряженности электрического и магнитного полей на фокальной оси диэлектрического шара в области фокусировки:

$$\dot{E}_y(\varphi_j) = \pi \cdot (\dot{E}_{p_y}(\varphi_j) + \dot{E}_{s_x}(\varphi_j)), \quad (17)$$

$$\dot{E}_x(\varphi_j) = 0, \quad (18)$$

$$\dot{E}_z(\varphi_j) = 0, \quad (19)$$

$$\dot{H}_y(\varphi_j) = 0, \quad (20)$$

$$\dot{H}_x(\varphi_j) = \pi \cdot (-\dot{H}_{s_y}(\varphi_j) + \dot{H}_{p_x}(\varphi_j)), \quad (21)$$

$$\dot{H}_z(\varphi_j, \gamma) = 0. \quad (22)$$

Вне фокальной оси в продольном сечении в одной точке могут пересечься не более трех лучей (два луча, падающих на поверхность сечения шара по одну сторону от фокальной оси и третий – по другую сторону). Для нахождения амплитуд полей $\left| \dot{\vec{E}} \right|$ и $\left| \dot{\vec{H}} \right|$ в каждой точке сечения необходимо определить, какие лучи могут пройти через эту точку. Для этого решаем трансцендентное уравнение траектории в заданной точке относительно угла падения луча:

$$y_n = R(1 - \cos \varphi) \cdot \operatorname{tg}(\varphi - \operatorname{Re} \theta(\varphi)) + R \sin \varphi - \operatorname{tg}(\varphi - \operatorname{Re}(\theta)) \cdot z_n. \quad (23)$$

Множество решений φ_j для каждой пары (y_n, z_n) подставляем в выражения для $\dot{\vec{E}}$ и $\dot{\vec{H}}$.

Для сечения шара, лежащего в плоскости yOz ($\gamma = 0$), падающая волна будет параллельно поляризованной, а для сечения, лежащего в xOz ($\gamma = \frac{\pi}{2}$) – перпендикулярно поляризована. Для того чтобы определить распределение электромагнитного поля в сечении, ориентированном под произвольным углом γ к оси Oy , представим падающую на поверхность продольного сечения шара волну в виде параллельно и перпендикулярно поляризованных компонент:

$$\dot{E}_{p_y}(y_n, z_n) = \sum_j E n_p(\varphi_j, y_n, z_n) \cdot [k^2 \sin^2 \varphi_j - \cos \varphi_j \cdot (\operatorname{Re}(k_2 \cos \theta(\varphi_j)) - i\alpha)], \quad (24)$$

$$\dot{E}_{p_z}(y_n, z_n) = \sum_j E n_p(\varphi_j, y_n, z_n) \cdot \sin \varphi_j \cdot [k \cos \varphi_j - (\operatorname{Re}(k_2 \cos \theta(\varphi_j)) - i\alpha)], \quad (25)$$

$$\text{где } E n_p(\varphi_j, y_n, z_n) = \left| \frac{E_0 D_p(\varphi_j)}{k_2} \right| \cdot e^{-\alpha(z_n - R(1 - \cos \varphi_j))} \cdot e^{i\Omega(\varphi_j, y_n, z_n)},$$

$$\Omega(\varphi_j, y_n, z_n) = \arg D_p(\varphi_j) - \operatorname{Re}(k_2 \cos \theta(\varphi_j)) \cdot (z_n - R(1 - \cos \varphi_j)) - y_n k \sin \varphi_j + kR \sin^2 \varphi_j - kR(1 - \cos \varphi_j).$$

$$\dot{H}_{p_x}(y_n, z_n) = \sum_j \left| \frac{E_0 D_p(\varphi_j)}{W} \right| \cdot e^{-\alpha(z_n - R(1 - \cos \varphi_j))} \cdot e^{i(\Omega(\varphi_j, y_n, z_n) + \arg k_2 - \arg W + \pi)}. \quad (26)$$

$$\dot{H}_{s_y}(y_n, z_n) = -\sum_j \frac{E n_s(\varphi_j, y_n, z_n)}{W} \cdot [k^2 \sin^2 \varphi_j - \cos \varphi_j \cdot (\operatorname{Re}(k_2 \cos \theta(\varphi_j)) - i\alpha)], \quad (27)$$

$$\dot{H}_{s_z}(y_n, z_n) = -\sum_j \frac{E n_s(\varphi_j, y_n, z_n)}{W} \cdot \sin \varphi_j \cdot [k \cos \varphi_j - (\operatorname{Re}(k_2 \cos \theta(\varphi_j)) - i\alpha)], \quad (28)$$

$$\text{где } E n_s(\varphi_j, y_n, z_n) = \left| \frac{E_0 D_s(\varphi_j)}{k_2} \right| \cdot e^{-\alpha(z_n - R(1 - \cos \varphi_j))} \cdot e^{i\Omega(\varphi_j, y_n, z_n)},$$

$$\Omega(\varphi_j, y_n, z_n) = \arg D_s(\varphi_j) - \operatorname{Re}(k_2 \cos \theta(\varphi_j)) \cdot (z_n - R(1 - \cos \varphi_j)) - y_n k \sin \varphi_j + kR \sin^2 \varphi_j - kR(1 - \cos \varphi_j).$$

$$\dot{E}_{s_x}(y_n, z_n) = \sum_j \left| E_0 D_s(\varphi_j) \right| \cdot e^{-\alpha(z_n - R(1 - \cos \varphi_j))} \cdot e^{i(\Omega(\varphi_j, y_n, z_n) + \arg k_2)}. \quad (29)$$

Для каждого значения $\gamma \in (0; \pi)$ распределение напряженности электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей в соответствующих продольных сечениях описывается выражениями:

$$\dot{E}_y(y_n, z_n, \gamma) = \cos^2 \gamma \cdot \dot{E}_{p_y}(y_n, z_n) + \sin^2 \gamma \cdot \dot{E}_{s_x}(y_n, z_n), \quad (30)$$

$$\dot{E}_x(y_n, z_n, \gamma) = \sin \gamma \cos \gamma \cdot (-\dot{E}_{p_y}(y_n, z_n) + \dot{E}_{s_x}(y_n, z_n)), \quad (31)$$

$$\dot{E}_z(y_n, z_n, \gamma) = \cos \gamma \cdot \dot{E}_{p_z}(y_n, z_n), \quad (32)$$

$$\dot{H}_y(y_n, z_n, \gamma) = \sin \gamma \cos \gamma \cdot (\dot{H}_{s_y}(y_n, z_n) + \dot{H}_{p_x}(y_n, z_n)), \quad (33)$$

$$\dot{H}_x(y_n, z_n, \gamma) = -\sin^2 \gamma \cdot \dot{H}_{s_y}(y_n, z_n) + \cos^2 \gamma \cdot \dot{H}_{p_x}(y_n, z_n), \quad (34)$$

$$\dot{H}_z(y_n, z_n, \gamma) = \sin \gamma \cdot \dot{H}_{s_z}(y_n, z_n). \quad (35)$$

Результирующие амплитуды полей $\left| \dot{\vec{E}} \right|$ и $\left| \dot{\vec{H}} \right|$ в продольных сечениях определяются векторным сложением соответствующих компонент.

Для того чтобы определить распределение электромагнитного поля в поперечных сечениях диэлектрического шара заданных параметров, образованных плоскостями $z_n = a$, где $a \in (0; 2R)$,

выразим γ через x и y ($\gamma_n = \arctg \left(\frac{x_n}{y_n} \right)$). Получаем выражения для амплитуд полей в следующем

виде:

$$\dot{E}_y(x_n, y_n, z_n) = \cos^2 \left(\arctg \left(\frac{x_n}{y_n} \right) \right) \cdot \dot{E}_{p_y}(x_n, y_n, z_n) + \sin^2 \left(\arctg \left(\frac{x_n}{y_n} \right) \right) \cdot \dot{E}_{s_x}(x_n, y_n, z_n), \quad (36)$$

$$\dot{E}_x(x_n, y_n, z_n) = \frac{1}{2} \sin \left(2 \arctg \left(\frac{x_n}{y_n} \right) \right) \cdot (-\dot{E}_{p_y}(x_n, y_n, z_n) + \dot{E}_{s_x}(x_n, y_n, z_n)), \quad (37)$$

$$\dot{E}_z(x_n, y_n, z_n) = \cos \left(\arctg \left(\frac{x_n}{y_n} \right) \right) \cdot \dot{E}_{p_z}(x_n, y_n, z_n), \quad (38)$$

$$\dot{H}_y(x_n, y_n, z_n) = \frac{1}{2} \sin \left(2 \arctg \left(\frac{x_n}{y_n} \right) \right) \cdot (\dot{H}_{s_y}(x_n, y_n, z_n) + \dot{H}_{p_x}(x_n, y_n, z_n)), \quad (39)$$

$$\dot{H}_x(x_n, y_n, z_n) = -\sin^2 \left(\arctg \left(\frac{x_n}{y_n} \right) \right) \cdot \dot{H}_{s_y}(x_n, y_n, z_n) + \cos^2 \left(\arctg \left(\frac{x_n}{y_n} \right) \right) \cdot \dot{H}_{p_x}(x_n, y_n, z_n), \quad (40)$$

$$\dot{H}_z(x_n, y_n, z_n) = \sin \left(\arctg \left(\frac{x_n}{y_n} \right) \right) \cdot \dot{H}_{s_z}(x_n, y_n, z_n). \quad (41)$$

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

Диэлектрический шар, облучаемый плоской электромагнитной волной, выполняет функцию собирающей линзы: входящие лучи параллельны направлению распространения волны, а проходящие через среду лучи преломляются и фокусируются внутри цилиндра или за его пределами. Область фокуса располагается вдоль фокальной оси (по направлению распространения падающей волны), ход лучей симметричен относительно этой оси. В случае диэлектрика с потерями при распространении волна затухает и приобретает дополнительный набег фаз.

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 диэлектрических потерь.

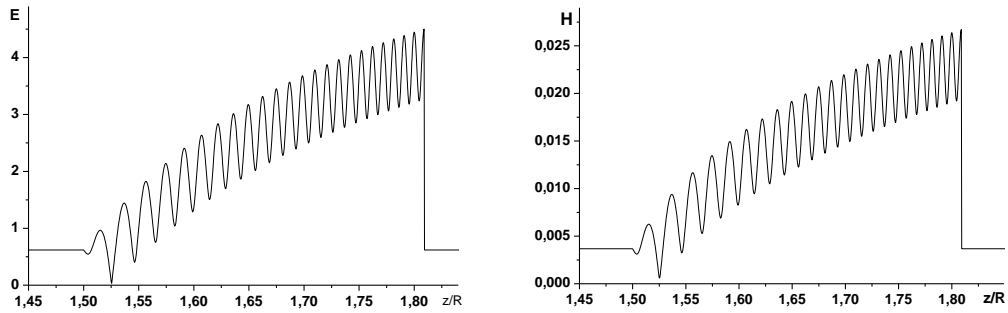
В расчётах принимаем, что вектор напряжённости электрического поля \vec{E} падающей на диэлектрический цилиндр плоской волны ориентирован по направлению оси Oy и его амплитуда $E_0 = 1B / M$, длина волны $\lambda = 1mm$.

Рассмотрим распределение амплитуд напряженностей электрического и магнитного поля на фокальной оси при различных параметрах диэлектрического шара (рис.2). В области фокусировки на фокальной оси шара амплитуды напряженностей полей $|E|$ и $|H|$ меняются по осциллирующим закономерностям, причем значения локальных максимумов и минимумов возрастают по мере удаления точки наблюдения от центра шара. При отсутствии потерь максимальные значения $|E|$ и $|H|$ на фокальной оси в несколько раз превышают амплитуды падающего поля. Из сравнения с результатами расчетов распределения электромагнитного поля внутри диэлектрического цилиндра [1] видно, что

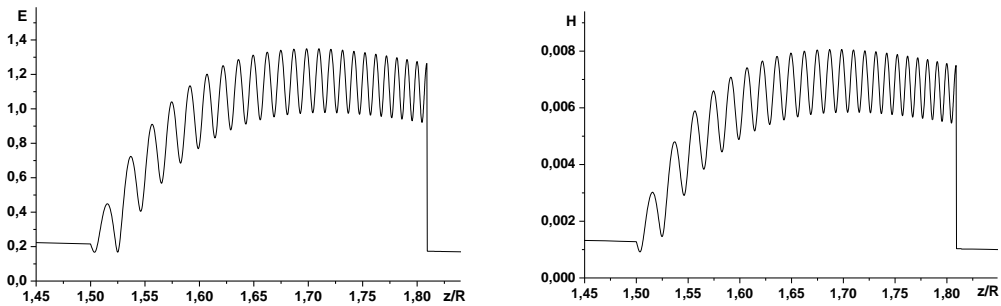
фокусировка электромагнитных волн диэлектрическим шаром приводит к большим градиентам напряженностей полей.

В случае диэлектрика с потерями, локальные максимумы поля в области фокусировки имеют меньшие значения. Видно также что возрастает кривизна огибающей осцилляции поля. Отметим, что с увеличением тангенса угла диэлектрических потерь точки фокусировки смещаются незначительно.

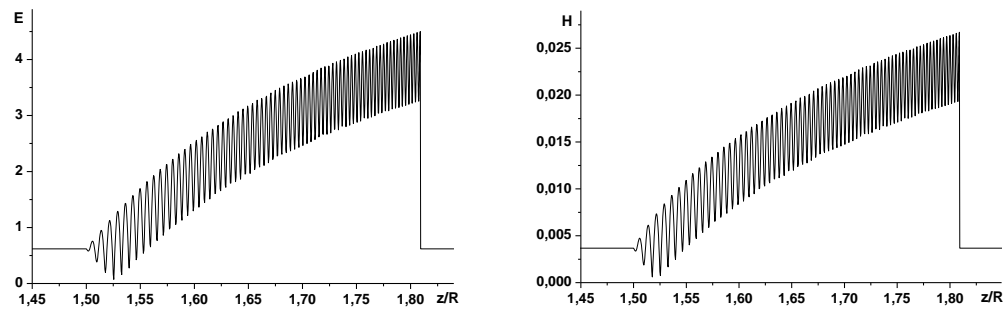
$$R=10\lambda, \varepsilon = 5, \operatorname{tg}\delta = 0$$



$$R=10\lambda, \varepsilon = 5, \operatorname{tg}\delta = 0.01$$



$$R=30\lambda, \varepsilon = 5, \operatorname{tg}\delta = 0$$



$$R=10\lambda, \varepsilon = 30, \operatorname{tg}\delta = 0$$

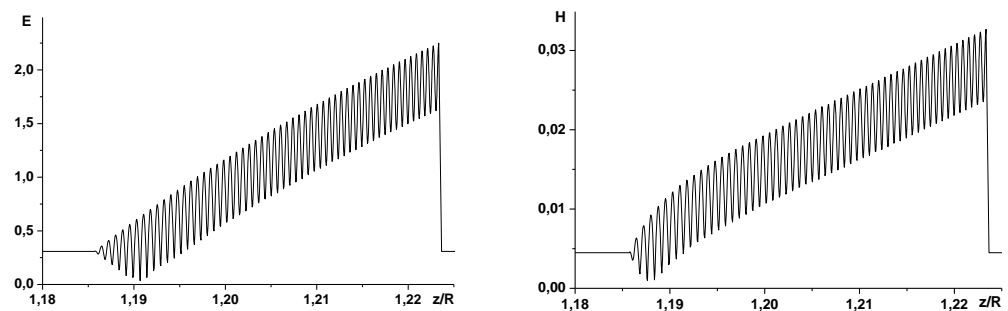


Рис.2. Влияние параметров диэлектрического шара на распределение $|E|$ и $|H|$ на фокальной оси

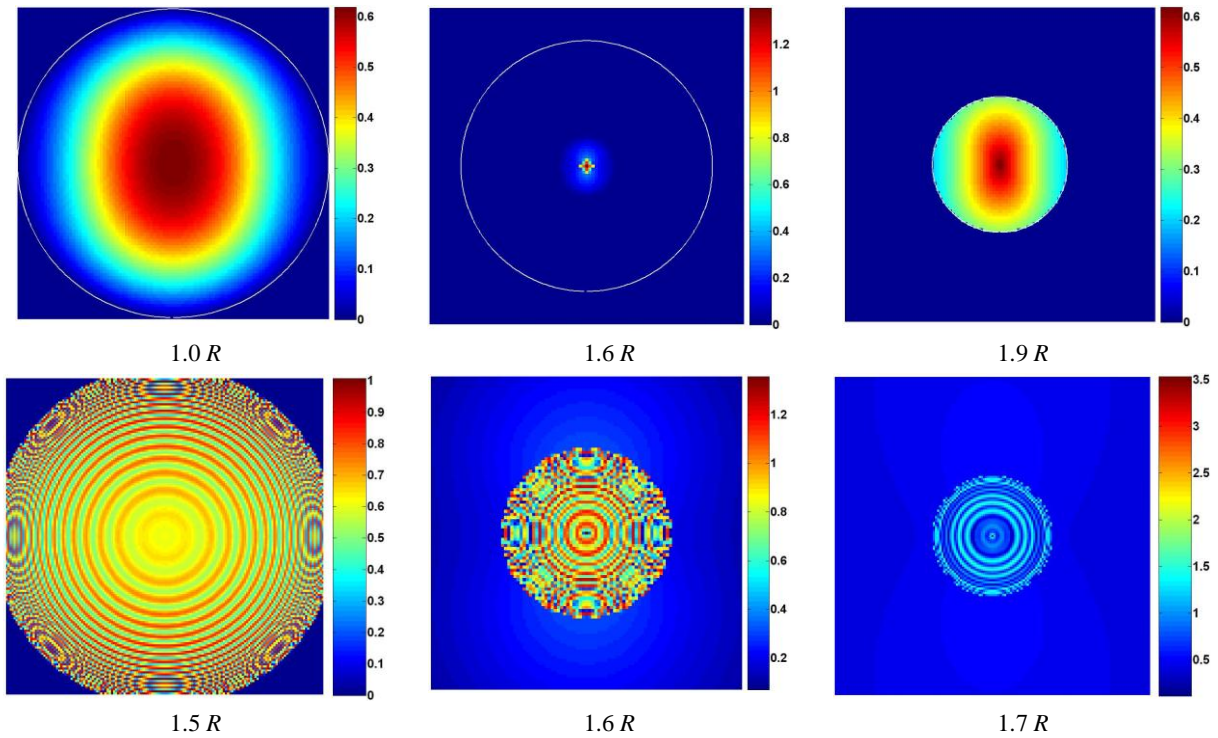


Рис.3(а). Распределение $|E|$ внутри поперечных сечений (в плоскости xOy) диэлектрического шара с параметрами $R=10\lambda$, $\varepsilon = 5$, $tg\delta = 0$ при $z=1.0R$, $1.6R$, $1.9R$, и в области фокусировки при $z=1.5R$, $1.6R$ (масштаб 10:1), $1.7R$ (масштаб 20:1)

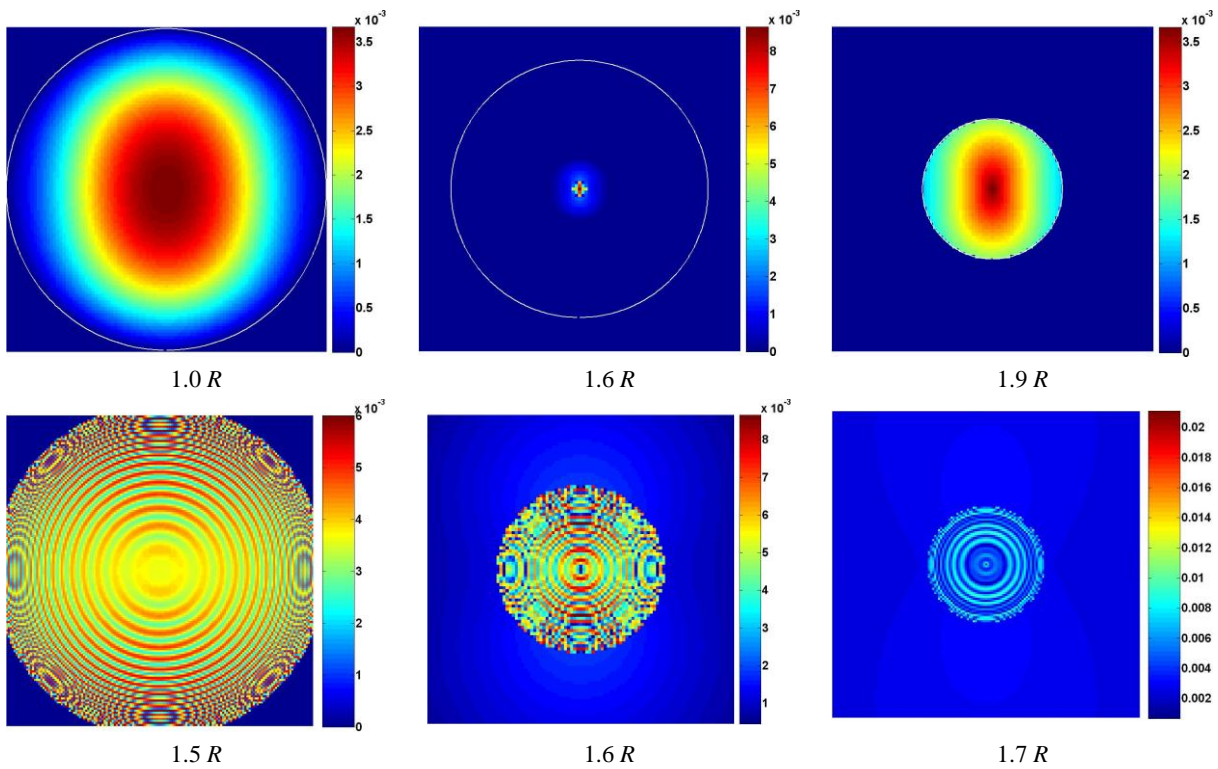


Рис.3(б). Распределение $|H|$ внутри поперечных сечений (в плоскости xOy) диэлектрического шара с параметрами $R=10\lambda$, $\varepsilon = 5$, $tg\delta = 0$ при $z=1.0R$, $1.6R$, $1.9R$, и в области фокусировки при $z=1.5R$, $1.6R$ (масштаб 10:1), $1.7R$ (масштаб 20:1)

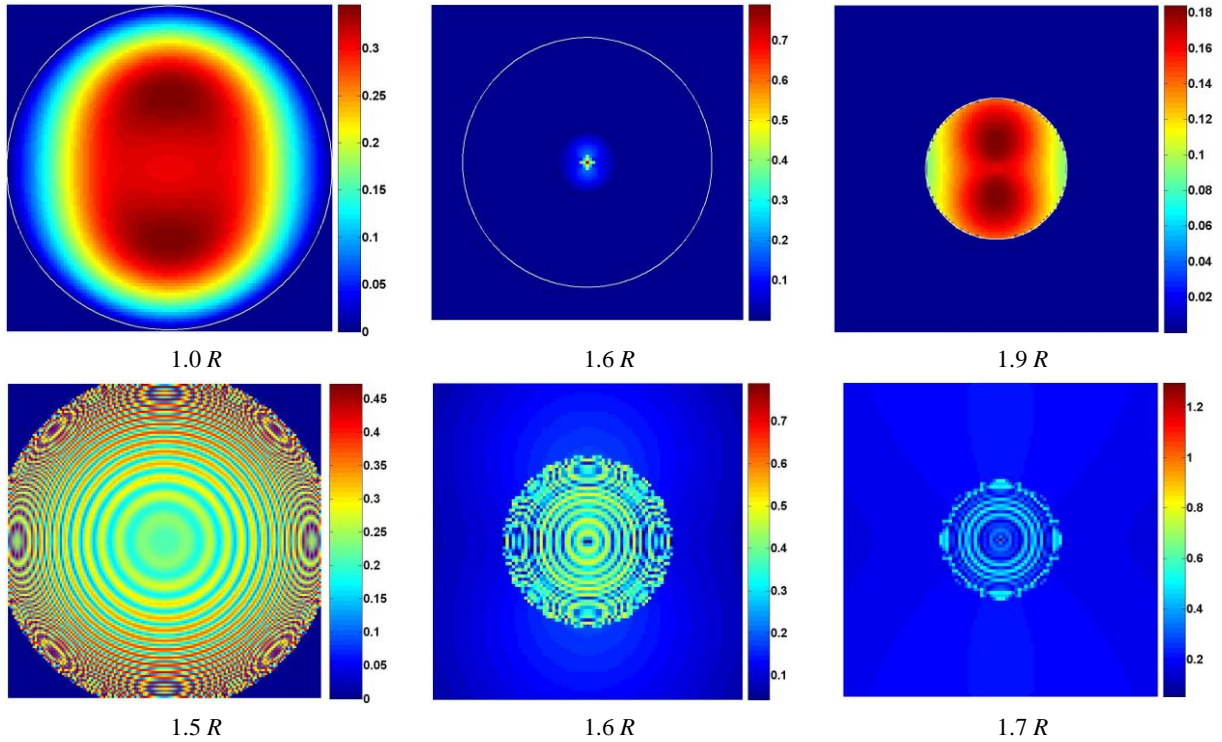


Рис.4(а). Распределение $|E|$ внутри поперечных сечений (в плоскости xOy) диэлектрического шара с параметрами $R=10\lambda$, $\varepsilon = 5$, $\operatorname{tg}\delta = 0.01$ при $z=1.0R$, $1.6R$, $1.9R$, и в области фокусировки при $z=1.5R$, $1.6R$ (масштаб 10:1), $1.7R$ (масштаб 20:1)

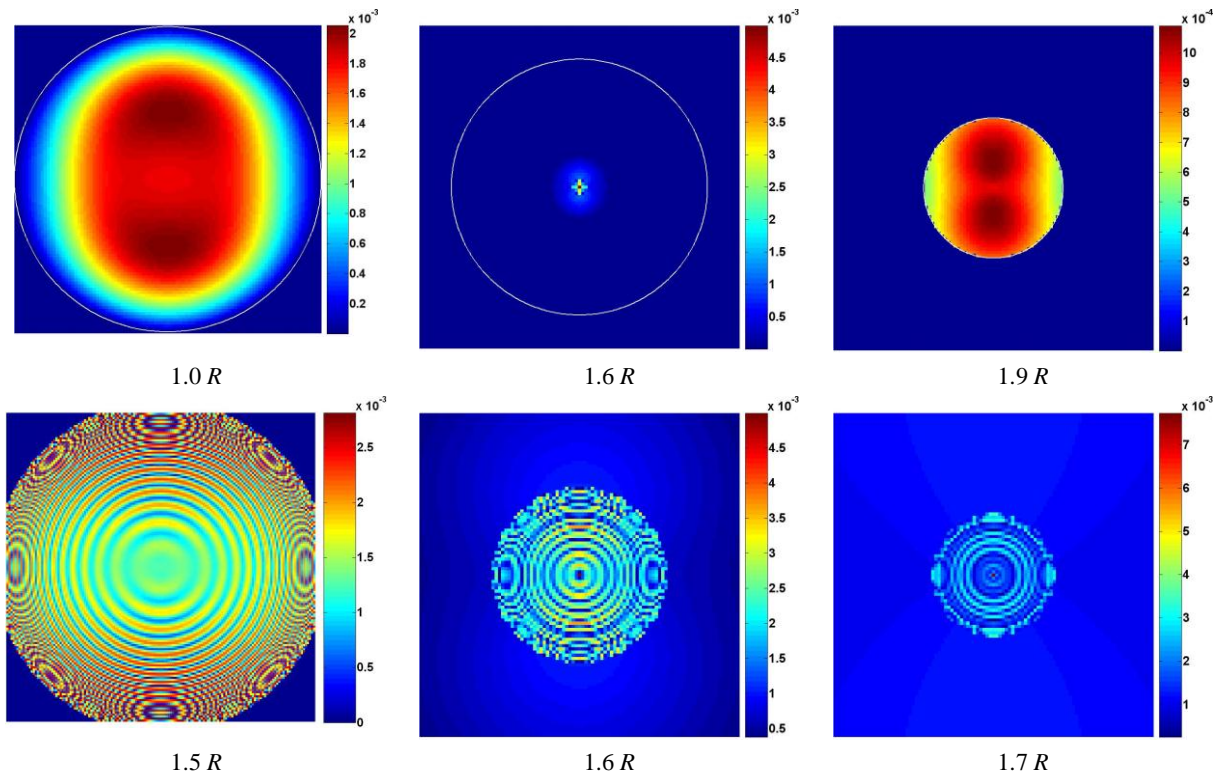


Рис.4(б). Распределение $|H|$ внутри поперечных сечений (в плоскости xOy) диэлектрического шара с параметрами $R=10\lambda$, $\varepsilon = 5$, $\operatorname{tg}\delta = 0.01$ при $z=1.0R$, $1.6R$, $1.9R$, и в области фокусировки при $z=1.5R$, $1.6R$ (масштаб 10:1), $1.7R$ (масштаб 20:1)

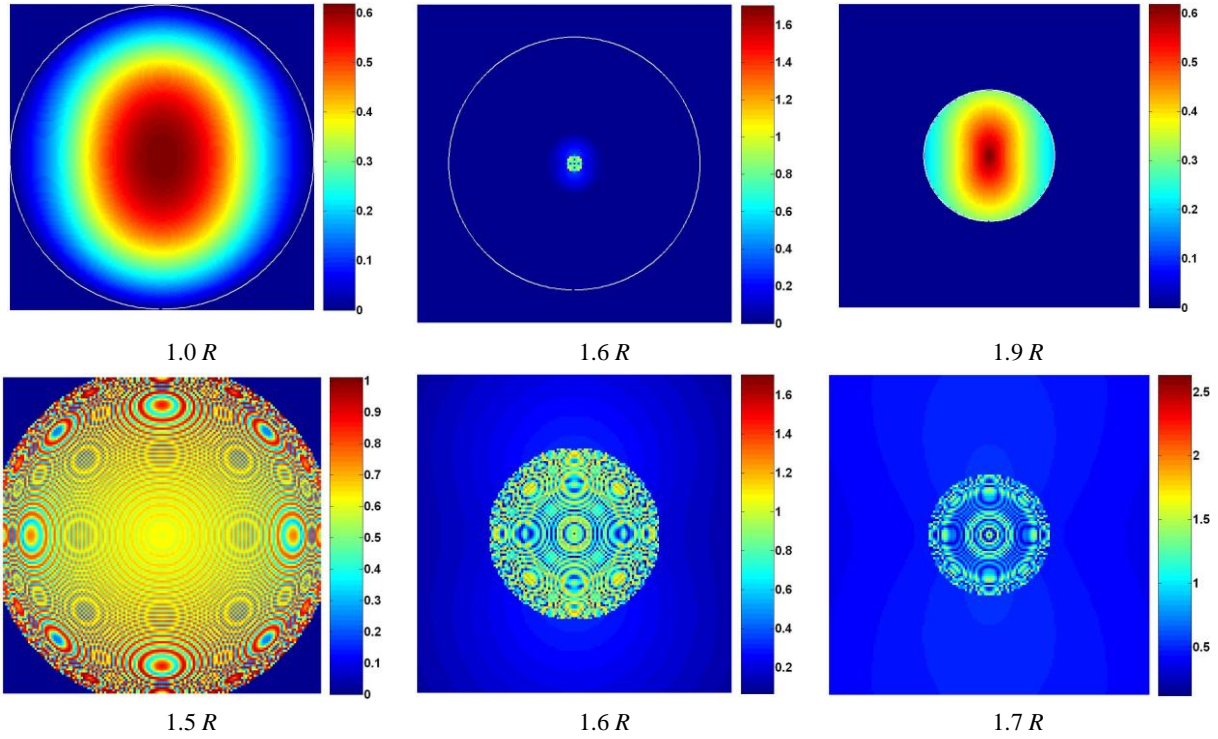


Рис.5(а). Распределение $|E|$ внутри поперечных сечений (в плоскости xOy) диэлектрического шара с параметрами $R=30\lambda$, $\varepsilon = 5$, $tg\delta = 0$ при $z=1.0R$, $1.6R$, $1.9R$, и в области фокусировки при $z=1.5R$, $1.6R$ (масштаб 10:1), $1.7R$ (масштаб 20:1)

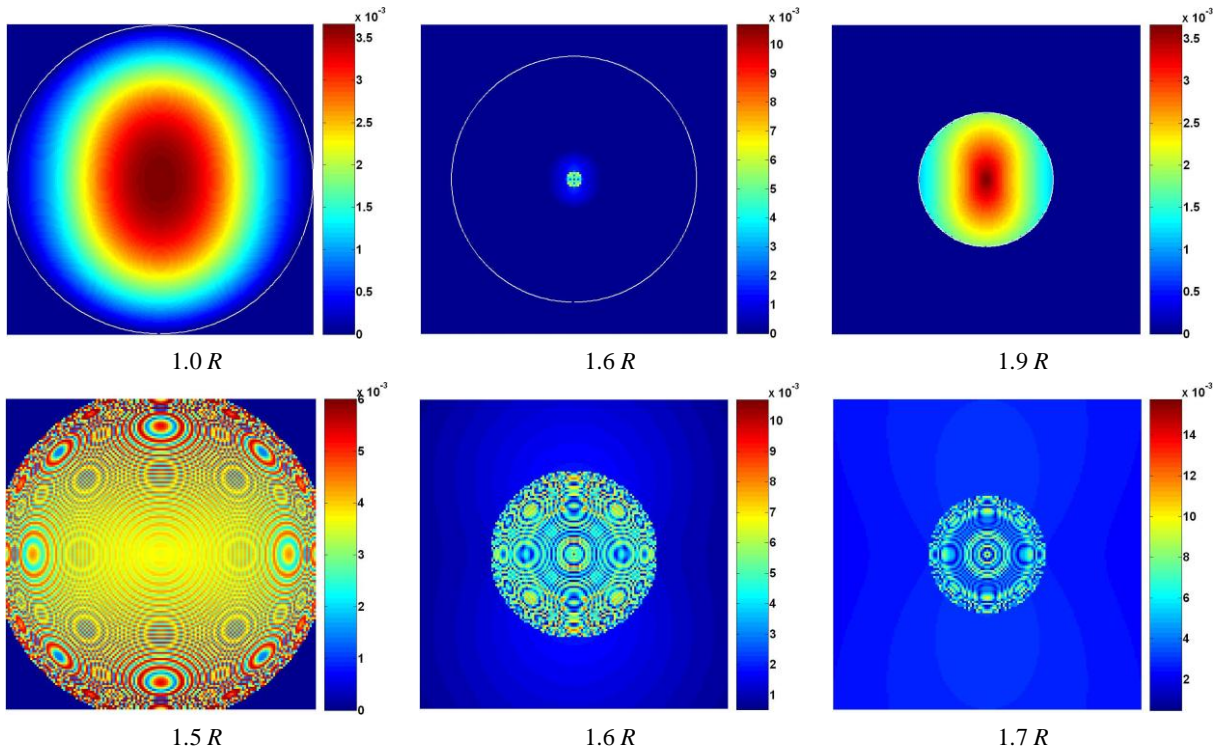


Рис.5(б). Распределение $|H|$ внутри поперечных сечений (в плоскости xOy) диэлектрического шара с параметрами $R=30\lambda$, $\varepsilon = 5$, $tg\delta = 0$ при $z=1.0R$, $1.6R$, $1.9R$, и в области фокусировки при $z=1.5R$, $1.6R$ (масштаб 10:1), $1.7R$ (масштаб 20:1)

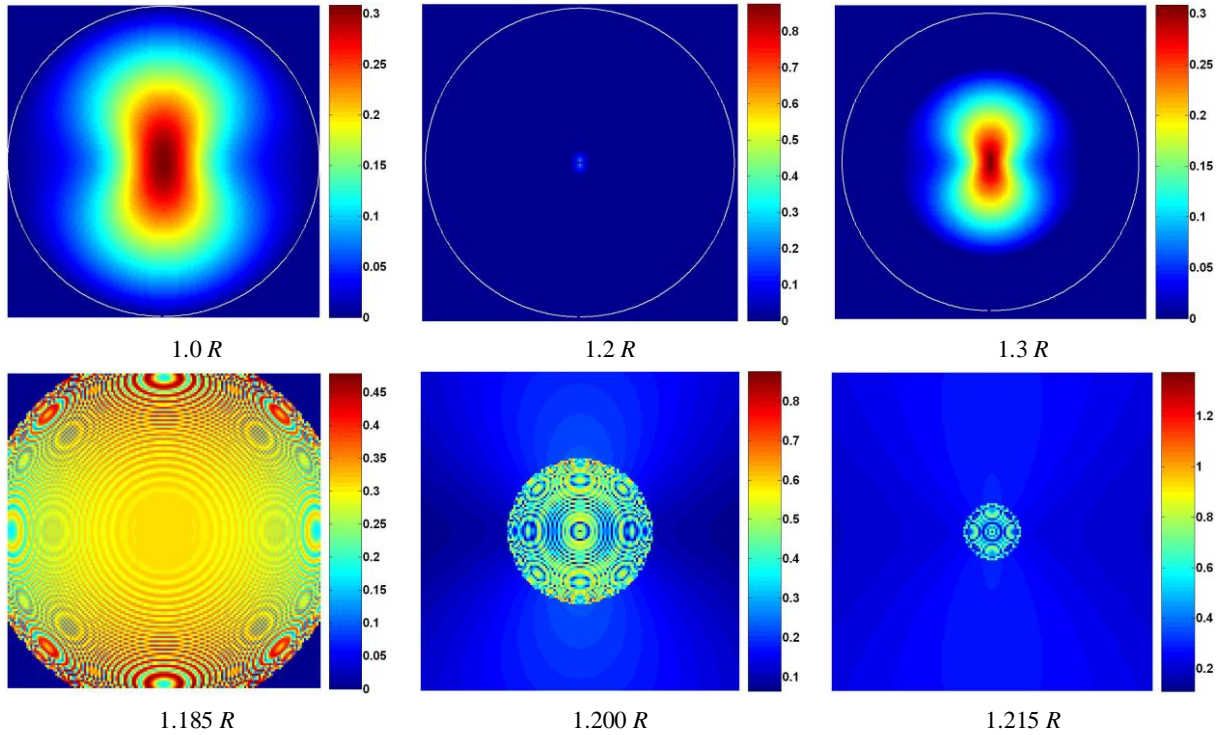


Рис.6(а). Распределение $|E|$ внутри поперечных сечений (в плоскости xOy) диэлектрического шара с параметрами $R=10\lambda$, $\varepsilon = 30$, $\text{tg}\delta = 0$ при $z=1.0R$, $1.3R$, и в области фокусировки при $z=1.185R$, $1.200R$ (масштаб 50:1), $1.215R$ (масштаб 200:1)

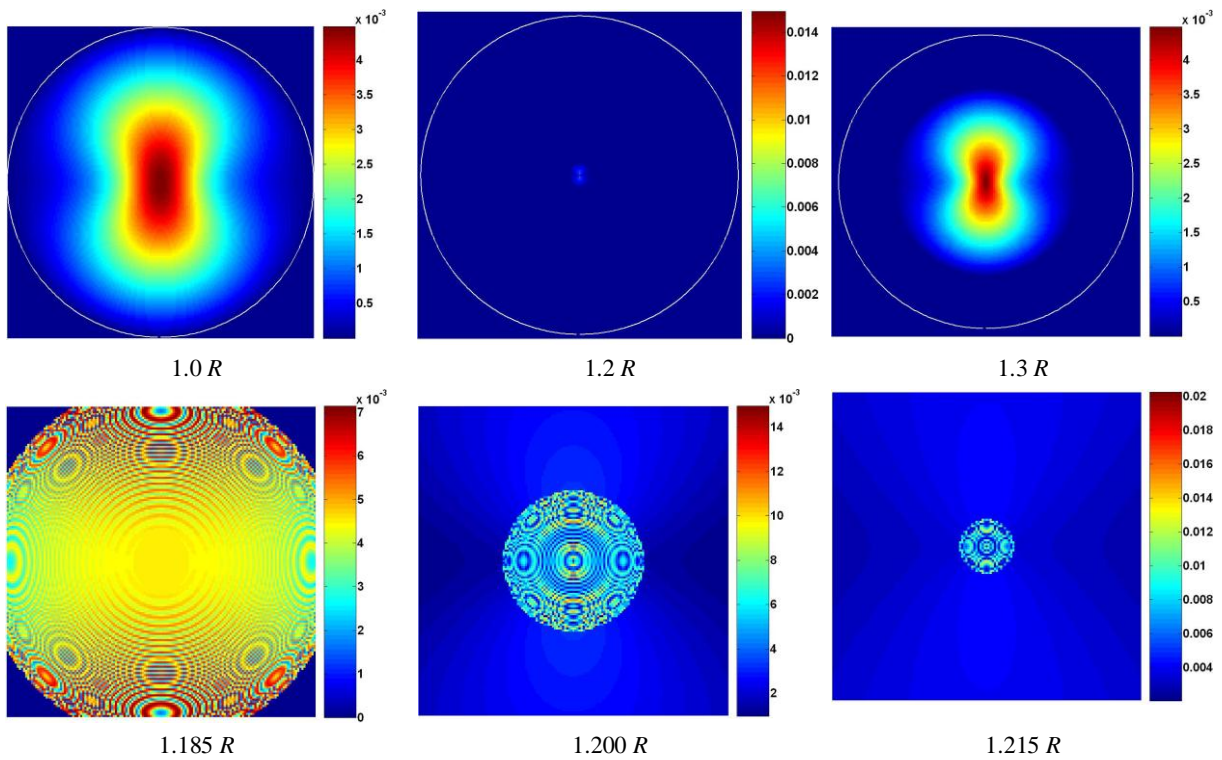


Рис.6(б). Распределение $|H|$ внутри поперечных сечений (в плоскости xOy) диэлектрического шара с параметрами $R=30\lambda$, $\varepsilon = 30$, $\text{tg}\delta = 0$ при $z=1.0R$, $1.3R$, и в области фокусировки при $z=1.185R$, $1.200R$ (масштаб 50:1), $1.215R$ (масштаб 200:1)

С увеличением радиуса шара увеличивается число осцилляций поля на единицу длины без существенного изменения значения максимума поля. Протяженность области фокусировки возрастает пропорционально радиусу шара.

При увеличении диэлектрической проницаемости ε область фокусировки смещается к центру шара, ее протяженность уменьшается. Увеличивается число осцилляций поля, при этом амплитуда поля $|E|$ по абсолютной величине уменьшается, а поля $|H|$ – незначительно возрастает. Огибающие осцилляций поля $|E|$ и поля $|H|$ с увеличением диэлектрической проницаемости шара существенно отличаются (рис. 2).

Рассмотрим распределение амплитуд напряженностей электрического и магнитного поля в поперечных сечениях диэлектрического шара при различных значениях параметров шара (рис. 3 – 6).

При отсутствии потерь (рис. 3) область максимума поля в поперечном сечении, расположенном перед областью фокусировки, имеет форму эллипса, вытянутого вдоль направления вектора \vec{E} падающего поля, а в сечении, расположенном за областью фокусировки, имеет большую протяженность. В области фокусировки наблюдается интерференционная картина, а интенсивности напряженностей $|E|$ и $|H|$ в локальных максимумах достигают значений, в несколько раз превышающих амплитуду поля вне этой области внутри шара.

В случае диэлектрика с потерями (рис. 4), область максимума в сечении, расположенном до области фокусировки, имеет форму двух полукружий, разнесенных вдоль направления вектора \vec{E} падающего поля и отделенных областью меньшей интенсивности поля. В сечениях за областью фокусировки также наблюдаются две области максимумов поля, которые имеют форму кругов, разнесенных вдоль \vec{E} . Интерференционная картина в области фокусировки несколько размыта по сравнению со случаем диэлектрика без потерь, а локальные максимумы поля имеют меньшие значения. Однако, отношение максимального значения амплитуды поля в области фокусировки к значению амплитуды поля внутри шара вне этой области сохраняется.

С увеличением радиуса в области фокусировки увеличивается число осцилляций поля на единицу длины, что отображается в виде усложненной интерференционной картине (рис. 5). Вне области фокусировки распределение поля существенно не отличается от распределения поля внутри диэлектрического шара меньшего диаметра.

С увеличением диэлектрической проницаемости области максимумов поля сужаются по составляющей, перпендикулярной к \vec{E} падающего поля, область фокусировки смещается к центру шара, ее размеры пропорционально уменьшаются и увеличивается число осцилляций поля. Амплитуда поля $|E|$ по абсолютной величине уменьшается, а поля $|H|$ – незначительно возрастает.

ВЫВОДЫ

Методами геометрической оптики решена задача нахождения амплитуд напряженностей электрического и магнитного полей внутри диэлектрического шара с произвольным радиусом, произвольным значением диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь при облучении плоской электромагнитной волной линейной поляризации. Показано, что в фокальной области электромагнитное поле распределено неравномерно. Расположение локальных максимумов зависит от электрофизических параметров и диаметра диэлектрического шара.

Эффект фокусировки электромагнитных волн цилиндрическими, шарообразными и эллипсоидальными диэлектрическими телами может объяснить механизмы подпорогового влияния электромагнитного поля на биологические объекты и, в частности, на человека. Это явление может быть использовано для воздействия на клетки и ткани внутри организма без повреждения прилегающих тканей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gorobets N.N. and Stasyuk N.N. "Electromagnetic wave focusing in a dielectric cylinder."// Telecommunications and radio engineering. – 2010. –V. 69, № 9ю –P. 751-762.
2. Пименов Ю. В., Вольман В. И., Муравцов А. Д. Техническая электродинамика: – М.: Радио и связь, 2002. – 536 с.
3. Гольдштейн Л. Д., Зернов Н. В. Электромагнитные поля и волны. – М.: Сов. радио, 1972. – 464 с.