

Министерство образования Республики Беларусь
Учреждение образования
«Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники»

Кафедра антенн и устройств СВЧ

ТЕХНИКА СВЧ И УВЧ В МЕДИЦИНСКИХ ПРИБОРАХ

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ

по проведению практических занятий на ПЭВМ
для студентов специальности «Медицинская электроника»
дневной формы обучения

Минск 2003

УДК 621.385.6+681.322 (075.8)

ББК 32.840.4 я 73

Т 38

С о с т а в и т е л ь

Т.Л. Попкова

Техника СВЧ и УВЧ в медицинских приборах: Метод. указания
Т 38 по проведению практических занятий на ПЭВМ для студ. спец. «Медицинская электроника» дневной формы обучения / Сост. Т.Л. Попкова. – Мн.: БГУИР, 2003. – 30 с.

В методических указаниях рассматриваются элементы общей теории электромагнитного поля, особенности распространения электромагнитных волн в средах с потерями, принципы расчета характеристик коаксиальных линий передачи как элементов высокочастотных трактов медицинской аппаратуры, принципы расчета добротностей объемных резонаторов, способы управления диссипацией СВЧ-полей при гипертермии с помощью внешних полупрозрачных экранов. Формулируются задания для численного моделирования процессов и устройств по названным темам.

Методические указания могут быть использованы студентами специальности «Радиотехника», а также других специальностей.

УДК 621.385.6 + 681.322 (075.8)

ББК 32.840.4 я 73

Содержание

ТЕМА 1. ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В СРЕДАХ С ПОТЕРЯМИ

- 1.1. Краткие теоретические сведения
- 1.2. Варианты задания
- 1.3. Содержание отчета

ТЕМА 2. РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК КОАКСИАЛЬНОЙ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

- 2.1. Краткие теоретические сведения
- 2.2. Варианты задания
- 2.3. Содержание отчета

ТЕМА 3. РАСЧЕТ ДОБРОТНОСТЕЙ ОБЪЕМНЫХ РЕЗОНАТОРОВ

- 3.1. Краткие теоретические сведения
- 3.2. Варианты задания
- 3.3. Содержание отчета

ТЕМА 4. ИЗУЧЕНИЕ ДИССИПАЦИИ СВЧ-ПОЛЯ В НЕОДНОРОДНОМ СЛОЕ, ПОКРЫТОМ ВНЕШНИМИ ПОЛУПРОЗРАЧНЫМИ ЭКРАНАМИ (УПРАВЛЕНИЕ ПРОЦЕССОМ СВЧ-ГИПЕРТЕРМИИ)

- 4.1. Краткие теоретические сведения
- 4.2. Задание
- 4.3. Содержание отчета

ЛИТЕРАТУРА

Библиотека БГУИР

ТЕМА 1. ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В СРЕДАХ С ПОТЕРЯМИ

1.1. Краткие теоретические сведения

1.1.1. Уравнения Максвелла для комплексных амплитуд

В основе анализа быстропеременных электромагнитных полей (ЭМП) лежит система уравнений Максвелла, выражающая общие законы электромагнетизма:

$$\mathop{\text{rot}}\limits^{\mathbf{r}} \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j}, \quad \mathop{\text{div}}\limits^{\mathbf{r}} \mathbf{D} = r, \quad (1.1)$$

$$\mathop{\text{rot}}\limits^{\mathbf{r}} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \mathop{\text{div}}\limits^{\mathbf{r}} \mathbf{B} = 0,$$

где $\dot{\mathbf{H}}$ и $\dot{\mathbf{E}}$ – векторы напряженности магнитного и электрического полей; $\dot{\mathbf{D}}$ и $\dot{\mathbf{B}}$ – векторы электрической и магнитной индукции; $\dot{\mathbf{j}}$ и r – объемные плотности электрических токов и зарядов, появление которых вызвано электромагнитным полем. Они связаны между собой уравнением

$$\mathop{\text{div}}\limits^{\mathbf{r}} \dot{\mathbf{j}} + \frac{\partial r}{\partial t} = 0. \quad (1.2)$$

В систему уравнений Максвелла включают также соотношения, отражающие свойства конкретно рассматриваемой среды и называемые материальными уравнениями:

$$\dot{\mathbf{D}} = \epsilon_a \dot{\mathbf{E}}, \quad \dot{\mathbf{B}} = \mu_a \dot{\mathbf{H}}, \quad \dot{\mathbf{j}} = s \dot{\mathbf{E}}. \quad (1.3)$$

Для среды, называемой *изотропной*, абсолютные диэлектрическая ϵ_a и магнитная μ_a проницаемости, а также проводимость s среды – величины скалярные. Для *анизотропных* сред, свойства которых зависят от выбранного направления, один или несколько из перечисленных параметров ϵ_a , μ_a , s определяются тензором.

При решении конкретных электродинамических задач уравнения Максвелла в тех точках, где имеется разрыв параметров ϵ_a , μ_a , s , дополняются условиями, определяющими поля на границах раздела сред. Граничные условия устанавливаются с помощью уравнений Максвелла в интегральной форме и имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} [\mathbf{n}_0(\dot{\mathbf{H}}_1 - \dot{\mathbf{H}}_2)] &= \dot{\mathbf{j}}_S, \quad (\dot{\mathbf{D}}_1 - \dot{\mathbf{D}}_2)\mathbf{n}_0 = r_S, \\ [\mathbf{n}_0(\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2)] &= 0, \quad (\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2)\mathbf{n}_0 = 0, \end{aligned} \quad (1.4)$$

где $\dot{\mathbf{H}}_1, \dot{\mathbf{E}}_1, \dot{\mathbf{D}}_1, \dot{\mathbf{B}}_1$ – векторы поля в первой среде; $\dot{\mathbf{H}}_2, \dot{\mathbf{E}}_2, \dot{\mathbf{D}}_2, \dot{\mathbf{B}}_2$ – векторы поля во второй среде; \mathbf{n}_0 – единичный вектор нормали, проведенный из второй среды в первую; $\dot{\mathbf{j}}_S$ – плотность поверхностного тока; r_S – плотность поверхностного заряда.

Уравнения Максвелла (1.1) с материальными уравнениями (1.3) и граничными условиями (1.4) представляют собой аппарат решения задач высокочастотной электродинамики.

В общем случае величины, входящие в уравнения, являются функциями координат и времени. Для практических задач наибольший интерес представляет случай гармонической зависимости указанных выше величин от времени, т.е. когда рассматриваемый электромагнитный процесс можно описать *гармоническими колебаниями* с некоторой круговой частотой ω . Это позволяет вектор поля, например $\dot{\mathbf{E}}$, представить в виде

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{E}}(x, y, z, t) &= E_x(x, y, z)\cos(\omega t + j_x)\mathbf{x}_0 + E_y(x, y, z)\cos(\omega t + j_y)\mathbf{y}_0 + \\ &+ E_z(x, y, z)\cos(\omega t + j_z)\mathbf{z}_0, \end{aligned} \quad (1.5)$$

где E_x, E_y, E_z – амплитуды отдельных составляющих поля; j_x, j_y, j_z – их фазовые углы.

Запись, эквивалентная (1.5), имеет вид

$$\dot{\mathbf{E}}(x, y, z, t) = \text{Re} \left[\left(E_x e^{i\varphi_x} \mathbf{x}_0 + E_y e^{i\varphi_y} \mathbf{y}_0 + E_z e^{i\varphi_z} \mathbf{z}_0 \right) e^{i\omega t} \right].$$

Комплексный вектор вида

$$\dot{\mathbf{E}} = E_x e^{ij_x} \mathbf{x}_0 + E_y e^{ij_y} \mathbf{y}_0 + E_z e^{ij_z} \mathbf{z}_0 \quad (1.6)$$

называется *комплексной амплитудой* поля $\dot{\mathbf{E}}$.

Таким образом, любую величину, зависящую от времени по гармоническому закону, можно представить как вещественную часть произведения комплексной амплитуды на $e^{i\omega t}$, например:

$$\mathbf{D}(x, y, z, t) = \text{Re} \left[\mathbf{D}(x, y, z) e^{i\omega t} \right]. \quad (1.7)$$

По аналогии с (1.7) могут быть представлены все векторные величины, входящие в уравнения электродинамики: $\mathbf{E}, \mathbf{H}, \mathbf{D}, \mathbf{B}, \mathbf{j}$.

Первое и второе уравнения Максвелла для комплексных амплитуд можно записать в виде

$$\text{rot} \mathbf{H} = i\omega \mathbf{D} + \mathbf{j}, \quad \text{rot} \mathbf{E} = -i\omega \mathbf{B}, \quad (1.8)$$

причем третье и четвертое уравнения вытекают в этом случае из (1.8) как простые следствия.

Легко показать, что первое уравнение из (1.8) можно представить в виде $\text{rot} \mathbf{H} = i\omega \tilde{\mathbf{e}}_a \mathbf{E} + \mathbf{j}_{cm}$, где \mathbf{j}_{cm} – плотность стороннего тока, а

$$\tilde{\mathbf{e}}_a = \mathbf{e}_a (1 - i\mathcal{S} / \omega \mathbf{e}_a) \quad (1.9)$$

можно рассматривать как диэлектрическую проницаемость, которая принимает комплексные значения для среды, обладающей электропроводностью. Величина $\tilde{\mathbf{e}}_a$ называется *комплексной диэлектрической проницаемостью среды*

$$\tilde{\mathbf{e}}_a = \mathbf{e}'_a - i\mathbf{e}''_a, \quad \mathbf{e}'_a = \mathbf{e}_a \cos d; \quad \mathbf{e}''_a = \mathbf{e}_a \sin d + \mathcal{S} / \omega, \quad (1.10)$$

где \mathcal{S} – фазовый сдвиг между векторами \mathbf{D} и \mathbf{E} :

$$\mathbf{D} = \mathbf{e}_a e^{-id} \mathbf{E}. \quad (1.11)$$

Для отношения $\mathbf{e}''_a / \mathbf{e}'_a$ существует специальное обозначение:

$$\text{tg} D^\varnothing = \mathbf{e}''_a / \mathbf{e}'_a, \quad \tilde{\mathbf{e}}_a = |\tilde{\mathbf{e}}_a| e^{-iD^\varnothing}. \quad (1.12)$$

Величина D^\varnothing называется *углом электрических потерь*, а $\text{tg} D^\varnothing$ – *тангенсом угла электрических потерь*.

Аналогично вводится комплексная магнитная проницаемость:

$$\tilde{\mathbf{m}}_a = \mathbf{B} / \mathbf{H} = \mathbf{m}_a e^{-iD^M} = \mathbf{m}'_a - i\mathbf{m}''_a = \mathbf{m}'_a (1 - i\text{tg} D^M), \quad (1.13)$$

где $\text{tg} D^M = \mathbf{m}''_a / \mathbf{m}'_a$ – *тангенс угла магнитных потерь*.

Таким образом, диэлектрическая и магнитная проницаемости в уравнениях для комплексных амплитуд с учетом потерь энергии должны рассмат-

риваться как величины комплексные, мнимые части которых выражают электрические и магнитные потери в веществе.

Запишем уравнения Максвелла (1.8) с комплексными проницаемостями, ограничившись первым и вторым уравнениями, поскольку третье и четвертое уравнения вытекают из них:

$$\operatorname{rot} \dot{\mathbf{H}} = iw\tilde{\epsilon}_a \dot{\mathbf{E}} + \mathbf{j}_{cm}, \quad \operatorname{rot} \dot{\mathbf{E}} = -iw\tilde{m}_a \dot{\mathbf{H}} \quad (1.14)$$

(\mathbf{j}_{cm} – вектор плотности стороннего тока).

1.1.2. Распространение электромагнитных волн (ЭМВ) в средах с потерями

В непоглощающей среде ϵ_a и m_a – вещественные величины ($\epsilon_a = \epsilon_0 \epsilon$; $m_a = m_0 m$). Если предположить, что волна распространяется вдоль оси z и при этом вектор $\dot{\mathbf{E}}$ направлен вдоль оси x , то физические векторы $\dot{\mathbf{E}}$ и $\dot{\mathbf{H}}$ записываются в виде

$$\dot{\mathbf{E}} = \mathbf{x}_0 A \cos(\omega t - kz + j), \quad (1.15)$$

$$\dot{\mathbf{H}} = \mathbf{y}_0 (A/W) \cos(\omega t - kz + j),$$

где $k = w\sqrt{\epsilon_0 m_0 \epsilon m}$, m – волновое число; $W = \sqrt{\frac{m_0 m}{\epsilon_0 \epsilon}} = 120\pi \sqrt{\frac{m}{\epsilon}}$, Om – волновое сопротивление среды; A – начальная амплитуда вектора $\dot{\mathbf{E}}$; j – начальная фаза векторов $\dot{\mathbf{E}}$ и $\dot{\mathbf{H}}$; $w = 2\pi f$ – круговая частота.

Как видно из формул (1.15), векторы поля изменяются по закону плоской однородной гармонической волны, распространяющейся без затухания.

В поглощающей среде $\tilde{\epsilon}_a$ и \tilde{m}_a комплексны; комплексным оказываются также волновое число \tilde{k}

$$\tilde{k} = k' - ik'' = |\tilde{k}| e^{-i(\Delta^\epsilon + \Delta^m) / 2}, \quad (1.16)$$

$$\tilde{k} = K \sqrt{(1 - itg\Delta^\epsilon)(1 - itg\Delta^m)}, \quad K = \left(\frac{w}{c}\right) \sqrt{\epsilon' m'}$$

($\tilde{\epsilon} = \epsilon' - i\epsilon''$; $\tilde{m} = m' - im''$ – относительная диэлектрическая и магнитная проницаемости) и волновое сопротивление среды W

$$\tilde{W} = |\tilde{W}| e^{j\omega t}, \quad |\tilde{W}| = \sqrt{\frac{m_0 |\tilde{m}|}{e_0 |\tilde{e}|}} = 120p \sqrt{\frac{|\tilde{m}|}{|\tilde{e}|}}, \quad j_{\omega} = \frac{D^M - D^{\mathcal{E}}}{2}. \quad (1.17)$$

Если e' и m' положительны (что справедливо, за исключением особых случаев), то при положительных e'' и m'' , соответствующих потерям энергии, углы $D^{\mathcal{E}}$ и D^M лежат в пределах $0 - 90^\circ$. Поскольку в этих же пределах лежит и их полусумма, то $k' > 0$ и $k'' > 0$. Переходя к векторам \dot{E} и \dot{H} , мы получим затухающую волну:

$$\dot{E} = x_0 A e^{-k''z} \cos(\omega t - k'z + j), \quad (1.18)$$

$$\dot{H} = y_0 \frac{A}{|\tilde{W}|} e^{-k''z} \cos(\omega t - k'z + j - j_{\omega}),$$

которая распространяется вдоль оси z с фазовой скоростью

$$u_F = \frac{\omega}{k'}. \quad (1.19)$$

Величина k'' называется коэффициентом затухания волны.

Так как была зафиксирована ориентация вектора \dot{E} в пространстве ($\dot{E} = x_0 E$), то говорят, что такая волна поляризована в плоскости xoz . Поляризация волны – ориентационная характеристика. Плоскость поляризации, по определению, составлена вектором \dot{E} и направлением распространения волны.

Часто волновой процесс можно рассматривать как наложение двух волн с амплитудами A и B , одна из которых поляризована в плоскости xoz , а другая – в плоскости yoz , т.е. $\dot{E} = \dot{E}_x + \dot{E}_y$.

Векторы \dot{E}_x и \dot{E}_y можно представить формулами:

$$\dot{E}_x = x_0 A e^{-k''z} \cos(\omega t - k'z + j_x), \quad (1.20)$$

$$\dot{E}_y = y_0 B e^{-k''z} \cos(\omega t - k'z + j_y),$$

где j_x, j_y – начальные фазы волн.

В зависимости от отношения A/B и разности фаз суммарный вектор $\dot{E} = \dot{E}_x + \dot{E}_y$ с течением времени на плоскости $z = const$ своим концом описы-

вает эллипс, окружность или прямую линию. Соответственно различают эллиптическую, круговую и линейную поляризацию.

1.2. Варианты задания

Для всех вариантов:

- а) запустить программу WOLNA;
- б) поочередно вводить исходные данные для расчетов – e, m, s, f (табл. 1.1);
- в) для каждого набора параметров:
 - выписать параметры волны в заданной среде (длину волны, фазовую скорость, волновое сопротивление, фазовый сдвиг между векторами \dot{E} и \dot{H} , коэффициент затухания); построить графики зависимости (или таблицы) параметров волны от частоты;
 - зарисовать распределение векторов \dot{E} и \dot{H} в пространстве (пятый пункт выходного меню).

Таблица 1.1

Вариант	Типы сред	Параметры сред	Частоты, МГц
1	Воздух Земля влажная	$e = 1, m = 1, s = 0$ $e = 10, m = 1, s = 0,01$	$f_1 = 0,01; f_2 = 0,1; f_3 = 1;$ $f_4 = 10; f_5 = 100$
2	Парафин Земля влажная	$e = 2,1, m = 1, s = 10^{-14}$ $e = 6, m = 1, s = 2 \cdot 10^{-4}$	$f_1 = 0,1; f_2 = 1; f_3 = 10;$ $f_4 = 100; f_5 = 1000$
3	Стекло Пресная вода	$e = 7,5, m = 1, s = 2 \cdot 10^{-10}$ $e = 80, m = 1, s = 5 \cdot 10^{-4}$	$f_1 = 1; f_2 = 10; f_3 = 100;$ $f_4 = 1000; f_5 = 10000$
4	Бумага Морская вода	$e = 2,6, m = 1, s = 10^{-10}$ $e = 81, m = 1, s = 0,4$	$f_1 = 0,01; f_2 = 0,1; f_3 = 1;$ $f_4 = 10; f_5 = 100$
5	Полистирол Земля влажная	$e = 2,55, m = 1, s = 10^{-15}$ $e = 10, m = 1, s = 0,01$	$f_1 = 0,1; f_2 = 1; f_3 = 10;$ $f_4 = 100; f_5 = 1000$
6	Фторопласт Земля сухая	$e = 2,5, m = 1, s = 2,5 \cdot 10^{-8}$ $e = 6, m = 1, s = 2 \cdot 10^{-4}$	$f_1 = 1; f_2 = 10; f_3 = 100;$ $f_4 = 1000; f_5 = 10000$

- г) запустить программу POLARIZ;
- д) поочередно вводить исходные данные из табл. 1.2 для расчетов (E_x, E_y, F_i);

е) для каждого набора параметров зарисовать картинку изменения \vec{E} во времени и пространстве (желтые рисунки) и выписать поляризационные параметры волны.

Таблица 1.2

E_x	E_y	F_i (град)
10	10	0
10	10	45
10	10	90
10	10	135
10	10	180
10	20	0
10	20	45
10	20	90
10	20	135
10	20	180

1.3. Содержание отчета

1. Название работы, фамилия выполнявшего работу.
2. Таблицы и рисунки по результатам расчета характеристик электромагнитных волн, распространяющихся в средах с потерями.
3. Рисунки по результатам расчета поляризационных характеристик электромагнитных волн.
4. Выводы, содержащие анализ полученных результатов: частотные зависимости характеристик волн в средах с потерями; амплитудные и фазовые соотношения суммируемых волн, при которых получается линейная, круговая и эллиптическая поляризация соответственно.

ТЕМА 2. РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК КОАКСИАЛЬНОЙ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

2.1. Краткие теоретические сведения

Рассмотрим конструкцию коаксиальной линии. Поперечное сечение линии и ее общий вид изображены на рис.2.1.

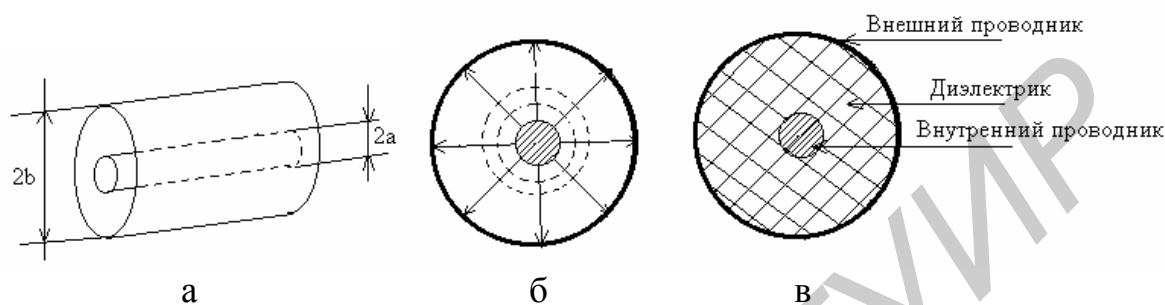


Рис. 2.1. Общий вид (а), структура поля (б) и поперечное сечение (в) коаксиальной линии передачи

Коаксиальная линия обычно состоит из сплошного внутреннего проводника, чаще медного, с радиусом a и внешнего экрана с внутренним радиусом b . В гибких кабелях внешний экран обычно сплетен из тонкой медной проволоки, а в жестких выполнен из цельнометаллической трубки (жесткая конструкция чаще используется при работе на СВЧ). Пространство между проводниками заполняется диэлектриком, относительную диэлектрическую проницаемость которого обозначим буквой ϵ (относительная магнитная проницаемость $\mu=1$). Диэлектрик удерживает центральный проводник и одновременно является изолятором между внутренним и внешним проводниками. В диапазоне УВЧ чаще используют фторопласт, на более высоких частотах, близких к СВЧ, нередко применяют коаксиальные кабели с воздушным заполнением.

Важнейшими характеристиками коаксиальной линии являются волновое сопротивление (Z_b), погонная индуктивность (L) и погонная емкость (C). Волновое сопротивление в линии без отражений равно отношению разности потенциалов между проводниками к току, протекающему по центральному проводнику: $Z_b=U/I$. Погонные индуктивность и емкость равны соответственно индуктивности и емкости, приходящимся на единицу длины линии. Чтобы найти названные характеристики, необходимо предварительно определить структуру электрического и магнитного полей в линии. Известно, что вектор электрической индукции $\mathbf{\dot{D}}$ связан с вектором напряженности электрического поля $\mathbf{\dot{E}}$ и абсолютной диэлектрической проницаемостью $\mathbf{e}_a = \epsilon_0 \mathbf{e}$ равенством

$$\mathbf{\dot{D}} = \mathbf{e}_a \mathbf{\dot{E}}, \quad (2.1)$$

а вектор магнитной индукции \dot{B} – с вектором напряженности магнитного поля \dot{H} и абсолютной магнитной проницаемостью $m_a = m_0 m$ равенством:

$$\dot{B} = m_a \dot{H}. \quad (2.2)$$

(Равенства (2.1) и (2.2) справедливы в изотропной среде).

Найдем погонную емкость коаксиального кабеля, изображенного на рис. 2.1. Пусть между внутренним и внешним проводниками существует разность потенциалов U , под влиянием которой на этих проводниках поддерживается линейная плотность зарядов $+q$ и $-q$ соответственно. Тогда радиальная составляющая вектора индукции при $a \leq r \leq b$:

$$D = \frac{q}{2\pi r}, \text{ Кл/м}^2. \quad (2.3)$$

Это следует из теоремы Гаусса $\oint_S \dot{D} d\dot{S} = Q$, где Q – полный заряд на любом из проводников.

Так как разность потенциалов U равна $\int E dr$, то ее можно определить из (2.1) и (2.3). Интегрируя E вдоль радиуса в области, заполненной диэлектриком, получаем

$$U = \int_a^b \frac{q}{2\pi \epsilon_a r} dr = \frac{q}{2\pi \epsilon_a} (\ln b - \ln a),$$

поскольку $\int \frac{1}{r} dr = \ln r$.

Полученное равенство перепишем в виде

$$U = \frac{q}{2\pi \epsilon_a} \ln\left(\frac{b}{a}\right),$$

тогда погонная емкость C кабеля:

$$C = \frac{q}{U} = \frac{2\pi \epsilon_a}{\ln(b/a)}, \text{ Ф/м}. \quad (2.4)$$

Аналогично находится и погонная индуктивность L . Из закона Ампера $I = \oint_L \dot{H} d\dot{l}$ следует, что если по внутреннему проводнику течет ток I , то напряженность магнитного поля в линии:

$$H = \frac{I}{2pr}, \text{ А/м.} \quad (2.5)$$

Согласно (2.2) и (2.5), $B = \frac{m_a I}{2pr}$, Тл или Вб/м².

Поток j магнитной индукции, пронизывающий прямоугольник, одна из сторон которого параллельна радиусу и равна dr , а вторая – параллельна оси линии и равна единице (рис. 2.1, б), может быть выражен следующим образом:

$$j = Bdr = \frac{m_a I}{2pr} dr, \text{ Вб.}$$

Полный поток Φ , приходящийся на единицу длины, равен интегралу $\int j dr$, взятому в пределах от a до b . Выполнив интегрирование, найдем погонную индуктивность:

$$L = \frac{\Phi}{I} = \frac{1}{I} \int_a^b \frac{m_a I}{2pr} dr = \frac{m_a}{2p} \ln(b/a), \text{ Гн/м.} \quad (2.6)$$

Волновое сопротивление может быть выражено через погонную индуктивность и погонную емкость:

$$Z_b = (L/C)^{1/2},$$

что позволяет записать с помощью (2.4) и (2.6) выражение

$$Z_b = \left[\frac{m_a}{2p} \ln(b/a) \ln(b/a) \frac{1}{2pe_a} \right]^{1/2} = \frac{1}{2p} \left(\frac{m_0}{e_0} \right)^{1/2} \left(\frac{m}{e} \right)^{1/2} \ln(b/a), \text{ Ом.} \quad (2.7)$$

Величина $\left(\frac{m_a}{e_a} \right)^{1/2}$ носит название характеристического сопротивления среды и обозначается Z_c . Итак, окончательно имеем расчетные формулы:

$$1) \text{ погонная емкость } C = \frac{2pe_0 e}{\ln(b/a)}, \text{ Ф/м;} \quad (2.8)$$

$$2) \text{ погонная индуктивность } L = \frac{m_0 m}{2p} \ln(b/a), \text{ Гн/м;} \quad (2.9)$$

$$3) \text{ волновое сопротивление } Z_b = \frac{1}{2p} Z_c \ln(b/a), \text{ Ом.} \quad (2.10)$$

Электрическая постоянная $\epsilon_0 \approx 8,854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м,

магнитная постоянная $\mu_0 \approx 1,257 \cdot 10^{-6}$ Гн/м.

2.2. Варианты задания

Для всех вариантов по формулам (2.8), (2.9), (2.10) построить графики зависимостей C , L и Z_b от переменного b при постоянном a для трех случаев диэлектриков, приведенных в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Вариант	Параметры диэлектриков	a , мм (внутренний проводник)	b , мм (экран)
1	2	3	4
1	а) $m = 1; \epsilon = 1$ б) $m = 1; \epsilon = 2,5$ в) $m = 1; \epsilon = 3,3$	1,5	Изменять от 2,2 до 15
2	а) $m = 1; \epsilon = 1$ б) $m = 1; \epsilon = 2,4$ в) $m = 1; \epsilon = 3,8$	1,6	Изменять от 2,4 до 16
3	а) $m = 1; \epsilon = 1$ б) $m = 1; \epsilon = 1,8$ в) $m = 1; \epsilon = 2,2$	1,7	Изменять от 2,5 до 17
4	а) $m = 1; \epsilon = 1$ б) $m = 1; \epsilon = 2,2$ в) $m = 1; \epsilon = 3,6$	1,8	Изменять от 2,7 до 18
5	а) $m = 1; \epsilon = 1$ б) $m = 1; \epsilon = 2,1$ в) $m = 1; \epsilon = 3,3$	1,9	Изменять от 2,8 до 19
6	а) $m = 1; \epsilon = 1$ б) $m = 1; \epsilon = 2,2$ в) $m = 1; \epsilon = 3,5$	2,0	Изменять от 3,0 до 20
7	а) $m = 1; \epsilon = 1$ б) $m = 1; \epsilon = 1,8$ в) $m = 1; \epsilon = 2,4$	2,1	Изменять от 3,1 до 21
8	а) $m = 1; \epsilon = 1$ б) $m = 1; \epsilon = 2,4$ в) $m = 1; \epsilon = 3,5$	2,2	Изменять от 3,3 до 22

1	2	3	4
9	а) $m = 1; e = 1$ б) $m = 1; e = 2,3$ в) $m = 1; e = 3,1$	2,3	Изменять от 3,4 до 23
10	а) $m = 1; e = 1$ б) $m = 1; e = 1,9$ в) $m = 1; e = 2,2$	2,4	Изменять от 3,6 до 24
11	а) $m = 1; e = 1$ б) $m = 1; e = 2,3$ в) $m = 1; e = 3,4$	2,5	Изменять от 3,7 до 25
12	а) $m = 1; e = 1$ б) $m = 1; e = 1,7$ в) $m = 1; e = 2,5$	2,6	Изменять от 3,9 до 26
13	а) $m = 1; e = 1$ б) $m = 1; e = 2,1$ в) $m = 1; e = 3,7$	2,7	Изменять от 4,0 до 27
14	а) $m = 1; e = 1$ б) $m = 1; e = 1,6$ в) $m = 1; e = 2,9$	2,8	Изменить от 4,2 до 28
15	а) $m = 1; e = 1$ б) $m = 1; e = 2,1$ в) $m = 1; e = 3,1$	2,9	Изменить от 4,3 до 29
16	а) $m = 1; e = 1$ б) $m = 1; e = 2,2$ в) $m = 1; e = 3,7$	3,0	Изменять от 4,5 до 30
17	а) $m = 1; e = 1$ б) $m = 1; e = 2,5$ в) $m = 1; e = 3,9$	3,1	Изменять от 4,6 до 31

2.3. Содержание отчета

1. Название работы, фамилия выполнявшего работу.
2. Задание и исходные формулы.
3. Результаты расчетов в виде графиков. Графики следует размещать по три на одних координатных осях: три графика Z_b для трех диэлектриков; три графика C для трех диэлектриков; три графика L для трех диэлектриков.
4. Выводы, содержащие анализ полученных результатов расчета.

ТЕМА 3. РАСЧЕТ ДОБРОТНОСТЕЙ ОБЪЕМНЫХ РЕЗОНАТОРОВ

3.1. Краткие теоретические сведения

Добротность объемных резонаторов вычисляется с помощью соотношения

$$Q = \frac{\sqrt{w_p m_a} \int_V |\dot{H}|^2 dv}{\sqrt{\frac{m_{aM}}{2S_M}} \int_S |\dot{H}_t|^2 ds}, \quad (3.1)$$

где V – объем резонатора; S – площадь поверхности металла; m_{aM} – абсолютная магнитная проницаемость металла; S_M – электрическая проводимость металла; m_a – абсолютная магнитная проницаемость среды, заполняющей резонатор; \dot{H}_t – тангенциальная составляющая вектора \dot{H} .

Из формулы (3.1) видно, что добротность объемного резонатора зависит от структуры поля и характеристики металла и среды, заполняющей объем. Потери в ненагруженном объемном резонаторе с воздушным заполнением практически определяются только потерями в стенках, связанными с протеканием поверхностных токов, поэтому Q тем больше, чем больше отношение объема резонатора к площади его поверхности.

Для упрощения записи введем обозначения:

$$a = \frac{\sqrt{w_p m_a}}{\sqrt{\frac{m_{aM}}{2S_M}}}, \quad g_{mn} \sqrt{\left(\frac{mp}{a}\right)^2 + \left(\frac{np}{b}\right)^2}. \quad (3.2)$$

Выражение для добротности прямоугольного объемного резонатора (рис. 3.1,а) в случае волн типа H_{mp} , полученное из соотношения (3.1), с учетом обозначения (3.2) будет иметь вид

$$Q(H_{mp}) = \frac{a}{4} \frac{ablw_p^2 g_{mn}^2 m_a e_a}{a \left\{ \left(\frac{Pp^2 m}{1a} \right)^2 + g_{mn}^4 \right\} + b \left\{ \left(\frac{Pp^2 m}{1b} \right)^2 + g_{mn}^4 \right\} + ab \left(\frac{Ppg}{1} \right)^2}. \quad (3.3)$$

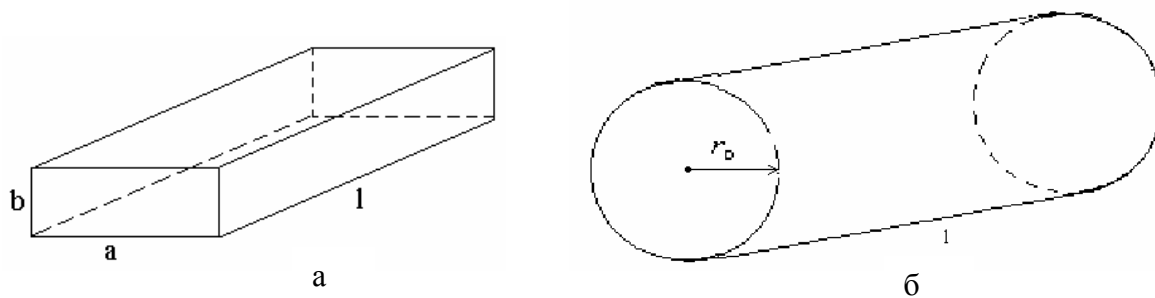


Рис. 3.1. Прямоугольный (а) и цилиндрический (б) объемные резонаторы

В частных случаях (3.3):

$$Q(H_{mop}) = \frac{a}{2} \frac{abw_p^2 m_a e_a}{a l w_p^2 m_a e_a + 2blg_{mo}^2 + 2ab \left(\frac{Pp}{l} \right)^2}; \quad (3.4)$$

$$Q(H_{onp}) = \frac{a}{2} \frac{abw_p^2 m_a e_a}{2al g_{on}^2 + bl w_p^2 m_a e_a + 2ab \left(\frac{Pp}{l} \right)^2}. \quad (3.5)$$

Общее выражение для добротности прямоугольного объемного резонатора в случае волн электрического типа E_{mnp} имеет вид:

$$Q(E_{mnp}) = \frac{a}{4} \frac{g_{mn}^2 ab l}{a l \frac{n^2 p^2}{b^2} + b l \frac{m^2 p^2}{a^2} + ab g_{mn}^2}. \quad (3.6)$$

В частном случае:

$$Q(E_{mno}) = \frac{a}{4} \frac{g_{mn}^2 ab l}{a l \frac{n^2 p^2}{b^2} + b l \frac{m^2 p^2}{a^2} + ab \frac{g_{mn}^2}{2}}. \quad (3.7)$$

Для волн магнитного типа H_{mnp} добротность объемного цилиндрического резонатора определяется по формуле

$$Q(H_{mnp}) = a \frac{l r_0 \left(1 - \frac{m^2}{m_{mn}^2} \right) \left(1 + \frac{p^2 p^2 r_0^2}{l^2 m_{mn}^2} \right)}{2 \left\{ l \left(1 + \frac{p^2 p^2 r_0^2 m^2}{l^2 m_{mn}^4} \right) + 2 \frac{p^2 p^2 r_0^2}{l^2 m_{mn}^2} r_0 \left(1 - \frac{m^2}{m_{mn}^2} \right) \right\}}, \quad (3.8)$$

где некоторые значения m_{mn} даны в табл. 3.1.

В частном случае

$$Q(H_{onp}) = \frac{a}{2} \frac{\mathbf{1} r_0 \left(1 + \frac{p^2 p^2 r_0^2}{\mathbf{1}^2 m_{on}^2} \right)}{\mathbf{1} + 2 \frac{p^2 p^2 r_0^3}{\mathbf{1}^2 m_{on}^2}}. \quad (3.9)$$

Для волн электрического типа E_{mnp} добротность объемного цилиндрического резонатора определяется по формуле

$$Q(E_{mnp}) = \frac{a}{2} \frac{r_0 \mathbf{1}}{\mathbf{1} + 2r_0}. \quad (3.10)$$

В частных случаях E_{onp} и E_{ono} формула (3.10) полностью сохраняет свой вид.

Резонансная частота w_P в случае волн электрического (E_{mnp}) и магнитного (P_{mnp}) типов в прямоугольном резонаторе определяется по формуле

$$w_P = C \sqrt{\left(\frac{mp}{a} \right)^2 + \left(\frac{np}{b} \right)^2 + \left(\frac{Pp}{\mathbf{1}} \right)^2},$$

где $C = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_a m_a}}$ – скорость света.

Для волн электрического типа наименьшими допустимыми значениями индексов m, n, p являются $m=1, n=1, p=0$. Для волн магнитного типа наименьшие допустимые значения индексов $m=1, n=0, p=1$.

Для круглого цилиндрического резонатора справедливы соотношения: в случае волн электрического типа

$$w_P = C \sqrt{\left(\frac{Pp}{\mathbf{1}} \right)^2 + \left(\frac{h_{mn}}{r_0} \right)^2} \quad (P = 0, 1, 2...);$$

значения h_{mn} приведены в табл. 3.2;

в случае волн магнитного типа

$$w_P = C \sqrt{\left(\frac{Pp}{\mathbf{1}} \right)^2 + \left(\frac{m_{mn}}{r_0} \right)^2} \quad (P = 1, 2, 3...).$$

Таблица 3.1
Значения корней производной
функции Бесселя (m_{mn})

n	m		
	0	1	2
1	3,832	1,840	3,054
2	7,016	5,335	6,705
3	10,174	8,536	9,965

Таблица 3.2
Значения корней функции
Бесселя (h_{mn})

n	m		
	0	1	2
1	2,405	3,832	5,135
2	5,520	7,016	8,417
3	8,654	10,174	11,620

При выполнении заданий следует использовать нижеприведенные данные:

$$s_m = 1,45 \cdot 10^7 \text{ См/м}; \quad m_{am} = m_0 m_m; \quad m_m = 10; \quad m_0 = 1,257 \cdot 10^{-6} \text{ Тн/м};$$

$$e_a = e_0 \text{ (если не задано иначе); } e_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}.$$

3.2. Варианты задания

1. С помощью формулы (3.4) численно исследовать зависимость $Q(H_{101})$ от соотношения геометрических параметров резонатора a, b, \mathbf{l} :

- положить $a = 9$ мм, $\mathbf{l} = 20$ мм, изменять b от 5 до 50 см;
- положить $a = 9$ мм, $b = 20$ мм, изменять \mathbf{l} от 5 до 50 см.

2. С помощью формулы (3.4) численно исследовать зависимость $Q(H_{103})$ от соотношения геометрических параметров резонатора a, b, \mathbf{l} :

- положить $a = 5$ мм, $\mathbf{l} = 10$ мм, изменять b от 2,5 до 25 см;
- положить $a = 5$ мм, $b = 10$ мм, изменять \mathbf{l} от 2,5 до 25 см.

3. С помощью формулы (3.3) численно исследовать зависимость $Q(H_{mnp})$ от m, n, p , изменяя поочередно m, n, p , от 1 до 10 и положив оставшиеся два индекса равными единице. Положить $a=23$ мм, $b=10$ мм, $\mathbf{l} = 46$ мм.

4. С помощью формулы (3.6) численно исследовать зависимость $Q(E_{mnp})$ от m, n, p , изменяя поочередно m, n, p , от 1 до 10 и положив оставшиеся два индекса равными единице. Положить $a=23$ мм, $b=10$ мм, $\mathbf{l} = 46$ мм.

5. С помощью формулы (3.6) численно исследовать зависимость $Q(E_{111})$ от соотношения геометрических параметров резонатора a, b, \mathbf{l} :

- положить $a = 9$ мм, $\mathbf{l} = 20$ мм, изменять b от 5 до 50 см;
- положить $a = 9$ мм, $b = 20$ мм, изменять \mathbf{l} от 5 до 50 см.

6. С помощью формулы (3.6) численно исследовать зависимость $Q(E_{113})$ от соотношения геометрических параметров резонатора a, b, \mathbf{l} :

- положить $a = 5$ мм, $\mathbf{l} = 10$ мм, изменять b от 2,5 до 25 см;
- положить $a = 5$ мм, $b = 10$ мм, изменять \mathbf{l} от 2,5 до 25 см.

7. С помощью формулы (3.4) численно исследовать зависимость $Q(H_{mop})$ от m и p :

а) положить $p = 1$, изменять m от 1 до 20;

б) положить $m = 1$, изменять p от 1 до 20.

Положить $a = 23$ мм; $b = 10$ мм; $\mathbf{l} = 46$ мм.

8. С помощью формулы (3.5) численно исследовать зависимость $Q(H_{0np})$ от n и p :

а) положить $p = 1$, изменять n от 1 до 20;

б) положить $n = 1$, изменять p от 1 до 20.

Положить $a = 23$ мм; $b = 10$ мм; $\mathbf{l} = 46$ мм.

9. С помощью формулы (3.5) численно исследовать зависимость $Q(H_{011})$ от соотношения геометрических параметров резонатора a, b, \mathbf{l} :

а) положить $a = 9$ мм, $\mathbf{l} = 20$ мм, изменять b от 5 до 50 см;

б) положить $a = 9$ мм, $b = 20$ мм, изменять \mathbf{l} от 5 до 50 см.

10. С помощью формулы (3.5) численно исследовать зависимость $Q(H_{013})$ от соотношения геометрических параметров резонатора a, b, \mathbf{l} :

а) положить $a = 5$ мм, $\mathbf{l} = 10$ мм, изменять b от 2,5 до 25 см;

б) положить $a = 5$ мм, $b = 10$ мм, изменять \mathbf{l} от 2,5 до 25 см.

11. С помощью формулы (3.7) численно исследовать зависимость $Q(E_{mno})$ от m и n :

а) положить $n = 1$, изменять m от 1 до 20;

б) положить $m = 1$, изменять n от 1 до 20.

Положить $a = 23$ мм; $b = 10$ мм; $\mathbf{l} = 46$ мм.

12. С помощью формулы (3.7) численно исследовать зависимость $Q(E_{110})$ от соотношения геометрических параметров резонатора a, b, \mathbf{l} :

а) положить $a = 9$ мм, $\mathbf{l} = 20$ мм, изменять b от 5 до 50 см;

б) положить $a = 9$ мм, $b = 20$ мм, изменять \mathbf{l} от 5 до 50 см.

13. С помощью формулы (3.9) численно исследовать зависимость $Q(H_{011})$ от соотношения геометрических параметров резонатора r_0 и \mathbf{l} : положить $r_0 = 7$ см; изменять \mathbf{l} от 2,5 до 25 см.

14. С помощью формулы (3.9) численно исследовать зависимость $Q(H_{121})$ от соотношения геометрических параметров резонатора r_0 и \mathbf{l} : положить $r_0 = 5$ см; изменять \mathbf{l} от 1,5 до 15 см.

15. С помощью формулы (3.10) численно исследовать зависимость $Q(E_{111})$ от соотношения геометрических параметров резонатора r_0 и \mathbf{l} : положить $r_0 = 12$ см; изменять \mathbf{l} от 3 до 30 см.

3.3. Содержание отчета

1. Название работы, фамилия выполнявшего работу.

2. Задание и исходные формулы.

3. Результаты расчета в виде таблиц или графиков.

4. Выводы, содержащие анализ полученных результатов расчета.

**ТЕМА 4. ИЗУЧЕНИЕ ДИССИПАЦИИ СВЧ-ПОЛЯ
В НЕОДНОРОДНОМ СЛОЕ, ПОКРЫТОМ ВНЕШНИМИ
ПОЛУПРОЗРАЧНЫМИ ЭКРАНАМИ
(УПРАВЛЕНИЕ ПРОЦЕССОМ СВЧ-ГИПЕРТЕРМИИ)**

4.1. Краткие теоретические сведения

В последние годы появились новые возможности применения СВЧ-излучения при гипертермии биологических объектов в онкологии. Для СВЧ-гипертермии значительный интерес представляют физические возможности управления распределением потерь в объеме живой ткани, причем сложность состоит в том, что нагреваемые ткани существенно неоднородны по своим электрическим характеристикам и должны разогреваться локально: заданный нагрев определенных пространственных областей при минимальном разогреве всех остальных. Одна из таких возможностей основывается на использовании внешних полупрозрачных экранов. В качестве таких экранов могут быть использованы диэлектрические слои, проводящие периодические структуры либо комбинации тех и других (планарные металлические решетки, напыленные на диэлектрические подложки).

Конфигурация нагреваемого образца показана на рис. 4.1.

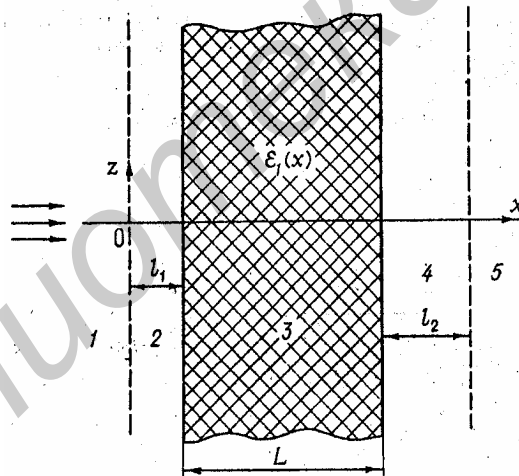


Рис. 4.1. Геометрия рассматриваемой задачи и основные обозначения (1–5 – частичные области)

Образец представляет собой плоский продольно-неоднородный слой толщиной L , характеризуемый комплексной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_1(x)(1 - jtg d(x))$, где $d(x)$ – угол диэлектрических потерь. Нагрев производится нормально падающей волной $\bar{E}^{(0)} = \bar{e}_y \exp(-jkx)$, $k = w/c$, где w – круговая частота; c – скорость света в вакууме; \bar{e}_y – единичный вектор вдоль оси y (временная зависимость – $\exp(jwx)$).

Внешние управляющие экраны расположены с обеих сторон образца параллельно его границам (на рис. 4.1 показаны штриховыми линиями). В нашем анализе мы не конкретизируем тип и природу экрана, а характеризуем его матрицей рассеяния

$$S_i = \begin{pmatrix} r_i & t_i \\ t_i & r_i \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

где r_i, t_i – заданные комплексные коэффициенты, $i = 1, 2$. Такой подход позволяет сделать анализ общим для экранов различных типов и конфигураций.

Для упрощения будем пренебрегать поглощением в экранах, в связи с чем матрицы S_i унитарны ($S_i S_i^* = I$).

Цель проводимого ниже анализа – выявить влияние экранов на распределение мощности потерь в объеме образца.

Плотность мощности электрических потерь в объеме образца выражается равенством:

$$p^e(x) = \frac{1}{2} e_1(x) \operatorname{tg} d(x) |j|^2, \quad (4.2)$$

где $j = E_y$. Во многих практически интересных случаях выполняется условие $|\operatorname{tg} d(x)| \ll 1$. Это позволяет при вычислении $p^e(x)$ воспользоваться методом возмущений по $\operatorname{tg} d$, т.е. подставить в (4.2) величину j , отвечающую соответствующей непоглощающей среде.

Тогда для $j(x)$ получим уравнение

$$\frac{d^2 j}{dx^2} + k^2 e(x) j = 0, \quad (4.3)$$

где $e(x) = e_1(x)$ в объеме образца и $e = 1$ вне его. Предположим, что $e_1(x)$ меняется в объеме образца достаточно медленно, так что $|de_1(x)/dx| \ll e_1 k$. Будем считать также, что $de_1/dx(x=0, L) = 0$.

Для вычисления $j(x)$ в объеме образца используем метод частичных областей (в данной задаче их пять – см. рис. 4.1). Поля в частичных областях могут быть представлены в следующем виде:

$$j^{(1)} = \exp(-jkx) + R \exp(jkx), \quad (4.4)$$

$$j^{(2)} = a_1 \exp(-jkx) + b_1 \exp(jkx), \quad (4.5)$$

$$j^{(3)} = \frac{A}{\sqrt[4]{e_1 x}} \exp[jkF(x)] + \frac{B}{\sqrt[4]{e_1 x}} \exp[-jkF(x)], \quad (4.6)$$

$$j^{(4)} = a_2 \exp(jkx) + b_2 \exp(-jkx), \quad (4.7)$$

$$j^{(5)} = T \exp(jkx), \quad (4.8)$$

где $F = \int_0^x \sqrt{e_1(x)} dx$; R, T, A, B, a_i, b_i – неизвестные коэффициенты; индекс в круглых скобках означает номер частичной области, к которой относится данное представление.

Приравнивание полей мы проведем в предельном случае $l_{1,2} \rightarrow 0$. Это не ограничивает общности анализа, поскольку матрицы рассеяния S_i для отстоящих от образца экранов могут быть пересчитаны к плоскостям $x = 0, L$.

Налагая граничные условия на границах образца и учитывая равенства $t_1 + r_1 a_1 = b_1$; $r_1 + t_1 a_1 = R$; $r_2 b_2 = a$; $t_2 b_2 = T$, получаем систему четырех алгебраических уравнений с четырьмя неизвестными:

$$g_+ + q_+ R = \frac{A + B}{\sqrt[4]{e_{10}}}, \quad -g_- + q_- R = \sqrt[4]{e_{10}} (A - B),$$

$$A \exp(jk\tilde{F}) + B \exp(-jk\tilde{F}) = \frac{\sqrt[4]{e_{11}}}{t_2} T (r_2 \exp(jkL) + \exp(jkL)), \quad (4.9)$$

$$A \exp(jk\tilde{F}) - B \exp(-jk\tilde{F}) = \frac{T}{\sqrt[4]{e_{11}} t_2} T (r_2 \exp(jkL) - \exp(-jkL)),$$

где $\tilde{F} = \int_0^L \sqrt{e_1(x)} dx$; $e_{10} = e_1(0)$; $e_{11} = e_1(L)$; $q_{\pm} = (1 \pm r_1) t_1^{-1}$; $g_{\pm} = t_1 \mathbf{m} (1 \pm r_1) r_1 t_1^{-1}$.

Для целей гипертермии интерес представляют комплексные амплитуды A и B , характеризующие поле внутри образца и определяющие диссипацию в нем. Для них из (4.9) имеем

$$B = \frac{2 t_1 \sqrt[4]{e_{10}}}{1 - r_1 + \sqrt{e_{10}} (1 + r_1) - h \exp(-2jk\tilde{F}) [1 - r_1 - \sqrt{e_{10}} (1 + r_1)]}, \quad (4.10)$$

$$A = -hB \exp(-2jk\tilde{F}), \quad (4.11)$$

$$h = \frac{r_2 \exp(jkL)(1 + \sqrt{e_{11}}) - \exp(-jkL)(1 - \sqrt{e_{11}})}{r_2 \exp(jkL)(1 - \sqrt{e_{11}}) - \exp(-jkL)(1 + \sqrt{e_{11}})}. \quad (4.12)$$

Равенства (4.10) – (4.12) позволяют представить (4.2) в виде

$$p^e(x) = \frac{1}{2} \sqrt{e_1(x)} \operatorname{tg} d(x) |B|^2 \left\{ 1 + |h|^2 - 2|h| \cos q(x) \right\}, \quad (4.13)$$

$$\text{где } q(x) = 2k \int_L^x \sqrt{e_1(x)} dx + j_h; \quad (4.14)$$

j_h – фаза комплексного коэффициента h , определяемого (4.12).

Как следует из (4.13), распределение мощности СВЧ-потерь по объему образца представляет собой осциллирующую функцию координаты x . Локальные минимумы определяются условием $q(x) = 2np$, локальные максимумы – условием $q(x) = (2n - 1)p$, $n = 0, 1, \dots$. Весьма существенно, что величина $q(x)$ включает слагаемое j_h , содержащее элементы матрицы рассеяния второго экрана. Отсюда следует весьма важный вывод: варьируя параметры второго экрана, можно смещать в пространстве локальные экстремумы, т.е. вызвать максимальный разогрев заданных пространственных областей. В то же время $q(x)$ не зависит от элементов матрицы S_1 , поэтому первый экран не влияет на положение локальных экстремумов.

Распределение мощности СВЧ-потерь в объеме образца удобно охарактеризовать также коэффициентом неравномерности $a = p_{(\min)}^e / p_{(\max)}^e$, где индексы (min) и (max) обозначают величину рассматриваемой функции соответственно в точках локального минимума. Из (4.13) получаем

$$a \approx \left(\frac{1 - |h|}{1 + |h|} \right) \sqrt{\left(\frac{e_{(\min)}}{e_{(\max)}} \right) \frac{\operatorname{tg} d_{(\min)}}{\operatorname{tg} d_{(\max)}}}, \quad (4.15)$$

а h в соответствии с (4.12) представляется в виде

$$h = -\frac{\tilde{r} + h_0}{1 + h_0 \tilde{r}},$$

где $\tilde{r} = r \exp(2jkL)$; $h_0 = (\sqrt{e_{11}} - 1) / (\sqrt{e_{11}} + 1)$. Отсюда следует, что коэффициент неравномерности, определяемый (4.15), также существенно зависит от элементов матрицы S_2 и может регулироваться с помощью второго экрана.

Элементы матрицы S_1 входят только в амплитудный коэффициент V , определяемый (4.12). Значит, первый экран влияет только на величину $p_{(\max)}^e$. Следует заметить, что при больших e_{10} влияние первого экрана может не только уменьшить, но и увеличить $p_{(\max)}^e$. Физически это означает, что полупрозрачный экран играет роль согласующего трансформатора. Качественный характер распределения мощности потерь в объеме образца для различных случаев показан на рис. 4.2.

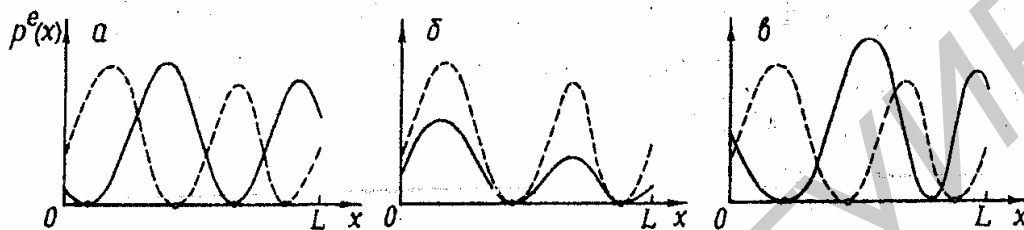


Рис. 4.2. Качественный характер распределения мощности потерь в объеме образца при наличии полупрозрачных экранов:
 а – первый экран отсутствует; б – второй экран отсутствует;
 в – оба экрана присутствуют; штриховые линии – оба экрана отсутствуют

Таким образом, внешние полупрозрачные экраны являются эффективным средством управления процессом СВЧ-гипертермии.

Наиболее высокой частотой, используемой в гипертермии, является $f = 915$ МГц. На ней типичные биологические ткани являются диэлектриками. В случае использования более низких частот необходимо учитывать также влияние омической проводимости сред. В первом приближении это может быть сделано заменой $tg d \rightarrow tg d + s / we_1$ (s – статическая проводимость) с сохранением всех полученных выше соотношений и качественных выводов.

Таблица 4.1

Параметры ЭМВ в биологических средах (мышцы, кожа и другие ткани с высоким содержанием воды)

Частота, МГц	Длина волны в воздухе, 10^{-2} , м	Диэлектрическая проницаемость ϵ'	Проводимость S , См/м	Длина волны в ткани l , 10^{-2} , м	Глубина проникновения, 10^{-2} , м	Коэффициент отражения			
						Граница «воздух-мышца»		Граница «мышца-жир»	
						r	j^0	r	j^0
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	30000	2000	0,400	436	91,3	0,982	+179	–	–

Окончание табл. 4.1

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
10	3000,0	160,0	0,625	118	21,6	0,956	+178	–	–
<u>27,12</u>	1106,0	113,0	0,612	68,1	14,3	0,925	+177	0,651	-11,13
<u>40,68</u>	738,00	97,30	0,693	51,3	11,2	0,913	+176	0,652	-10,21
100	300,00	71,70	0,889	27,0	6,66	0,881	+175	0,650	-7,96
200	150,00	56,50	1,280	16,6	4,79	0,844	+175	0,612	-8,06
300	100,00	54,00	1,370	11,9	3,89	0,825	+175	0,592	-8,14
433	69,300	53,00	1,430	8,76	3,57	0,803	+175	0,562	-7,06
750	40,000	52,00	1,540	5,34	3,18	0,779	+176	0,532	-5,69
<u>915</u>	32,800	51,00	1,600	4,46	3,04	0,772	+177	0,519	-4,32
1500	20,000	49,00	1,770	2,81	2,42	0,761	+177	0,506	-3,66
<u>2450</u>	12,200	47,00	2,210	1,76	1,70	0,754	+177	0,500	-3,88
3000	10,000	46,00	2,260	1,45	1,61	0,751	+178	0,495	-3,20
5000	6,0000	44,00	3,920	0,89	0,79	0,749	+177	0,502	-4,95
5800	5,1700	43,30	4,730	0,76	0,72	0,746	+177	0,502	-4,29
8000	3,7500	40,00	7,650	0,58	0,41	0,744	+176	0,513	-6,65
10000	3,0000	39,90	10,30	0,46	0,34	0,743	+176	0,518	-5,95

Примечание. Подчеркиванием выделены частоты, разрешенные в медицине.

Таблица 4.2

Параметры ЭМВ в биологических средах (жир, кости и другие ткани с низким содержанием воды)

Частота, МГц	Длина волны в воздухе, 10^{-2} , м	Диэлектрическая прониц. ϵ'	Проводимость S , 10^{-3} , См/м	Длина волны в ткани I , 10^{-2} , м	Глубина проникновения, 10^{-2} , м	Коэффициент отражения			
						Граница «воздух-мышца»		Граница «мышца-жир»	
						r	j^0	r	j^0
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	30000	–	–	–	–	–	–	–	–
10	3000,0	–	–	–	–	–	–	–	–
<u>27,12</u>	1106,0	20,0	10,9–43,2	241	159	0,660	174	0,651	169
<u>40,68</u>	738,00	14,6	12,6–52,8	187	118	0,617	173	0,652	170
100	300,00	7,45	19,1–75,9	106	60,4	0,511	168	0,650	172
200	150,00	5,95	25,8–94,2	59,7	39,2	0,458	168	0,612	172
300	100,00	5,70	31,6–107	41	32,1	0,438	169	0,592	172
<u>433</u>	69,300	5,60	37,9–118	28,8	26,2	0,427	170	0,562	173
750	40,000	5,60	49,8–138	16,8	23	0,415	173	0,532	174
<u>915</u>	32,800	5,60	55,6–147	13,7	17,7	0,417	173	0,519	176
1500	20,000	5,60	70,8–171	8,41	13,9	0,412	174	0,506	176
<u>2450</u>	12,200	5,50	96,4–213	5,21	11,2	0,406	176	0,500	176
3000	10,000	5,50	113–234	4,25	9,74	0,406	176	0,495	177
5000	6,0000	5,50	162–309	2,63	6,67	0,393	176	0,502	175
5900	5,1700	5,05	186–338	2,29	5,24	0,388	176	0,502	176
8000	3,7500	4,70	255–431	1,73	4,61	0,371	176	0,513	173

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
10000	3,0000	4,50	324–549	1,41	3,39	0,363	175	0,518	174

Примечание. Подчеркиванием выделены частоты, разрешенные в медицине.

Таблица 4.3

Радиусы субкомпарментов, см

Наименование	R ₁ (ядра)	R ₂ (мышцы)	R ₃ (жира)	R ₄ (кожи)
Грудная клетка	8,912	11,295	12,644	12,867
Живот	8,336	10,512	12,439	12,604
Таз	8,336	10,512	12,439	12,604
Рука	1,473	3,730	4,011	4,181
Запястье	1,473	3,730	4,011	4,181
Кисть	1,473	3,730	4,011	4,181
Бедро	2,400	4,661	5,525	5,725
Голень	2,400	4,661	5,525	5,725
Ступня	1,782	2,425	3,357	3,598

4.2. Задание

1. По заданным преподавателем видам биотканей и частотам определить по табл. 4.1–4.3 комплексные диэлектрические проницаемости, коэффициенты отражения и размеры слоев тканей, необходимые для проведения основного расчета.

2. По формулам 4.10–4.13 и заданным преподавателем характеристикам экранов рассчитать распределение мощности потерь в объеме образца для каждой частоты для четырех случаев:

- а) первый экран отсутствует;
- б) второй экран отсутствует;

в) оба экрана присутствуют;

г) оба экрана отсутствуют.

3. Сделать вывод о характере распределения мощности потерь в объеме образца в зависимости от частоты и от наличия или отсутствия управляющих полупрозрачных экранов.

4.3. Содержание отчета

1. Название работы, фамилия выполнявшего работу.

2. Задание и исходные формулы.

3. Рисунок с изображением слоистого образца биоткани и полупрозрачных экранов и с указанием их геометрических размеров.

4. Результаты расчетов в виде четырех графиков для каждой заданной частоты.

5. Выводы, содержащие анализ полученных результатов.

Библиотека БГУИР

ЛИТЕРАТУРА

1. Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Наука, 1989.
2. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. – М.: Радио и связь, 1988.
3. Марков Г.Т., Петров Б.М., Грудинская Г.П. Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Сов. радио, 1979.
4. Федоров Н.Н. Основы электродинамики. – М.: Высш. шк., 1980.
5. Демидчик В.И. Электродинамика СВЧ. – Мн.: Университетское, 1992.
6. Ильинский А.С., Слепян Г.Я. Колебания и волны в электродинамических системах с потерями. – М.: МГУ, 1983.
7. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. – М.: Высш. шк., 1988.
8. Антенны и устройства СВЧ / Под ред. Д.И. Воскресенского. – М.: Сов. радио, 1972.
9. Ливенсон А.Р. Электромедицинская аппаратура. – М.: Медицина, 1981.
10. Нефедов Е.И., Протопопов А.А., Семенцов А.А., Яшин А.А. Взаимодействие физических полей с живым веществом. – Тула: Тульский университет, 1995.

Учебное издание

ТЕХНИКА СВЧ И УВЧ В МЕДИЦИНСКИХ ПРИБОРАХ

Методические указания
по проведению практических занятий на ПЭВМ
для студентов специальности «Медицинская электроника»
дневной формы обучения

С о с т а в и т е л ь
Попкова Татьяна Леонидовна

Редактор Н.А. Бебель
Корректор Е.Н. Батурчик
Компьютерная верстка Т.В. Шестакова

Подписано в печать 20.05.2003.
Печать ризографическая.
Уч.-изд. л. 1,0.

Формат 60x84 1/16.
Гарнитура «Таймс».
Тираж 100 экз.

Бумага офсетная.
Усл. печ. л. 1,98.
Заказ 137.

Издатель и полиграфическое исполнение:
Учреждение образования
«Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники».
Лицензия ЛП № 156 от 30.12.2002.
Лицензия ЛВ № 509 от 03.08.2001.
220013, Минск, П. Бровки, 6.