

**Отчет по лабораторной работе:
«ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА
ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА СРЕД»**

Вариант: №11

Преподаватель: Комаров В.В.

Выполнил студент группы УПТСЗ

Жемчугов А.С.

Цель работы

Изучение процессов
распространения электромагнитных
волн на границе раздела сред.

Основные теоретические положения

Как правило, в литературе при анализе волновых процессов на границе раздела сред ограничиваются случаем линейно поляризованной волны, так как волны с круговой и эллиптической поляризацией можно представить в виде суперпозиции двух линейно поляризованных плоских волн [1]. Однако, из-за векторного характера ЭМ поля ряд явлений на границе раздела сред существенно связан с взаимной ориентацией плоскости поляризации и плоскости падения [2]. Здесь возможны два варианта.

В первом случае плоскость поляризации, содержащая вектор перпендикулярна плоскости падения (рис.1).

Введем в рассмотрение коэффициенты отражения (R_{\perp}) и прохождения (T_{\perp}) ЭМ волны для перпендикулярной поляризации:

$$R_{\perp} = \frac{E_{\text{отр}}}{E_{\text{пад}}}$$
$$T_{\perp} = \frac{E_{\text{пр}}}{E_{\text{пад}}}$$

где $E_{\text{пад}}$, $E_{\text{отр}}$ и $E_{\text{пр}}$ - комплексные амплитуды векторов напряженности электрического поля падающей, отраженной и преломленной волн. Параметры R и T иногда называют коэффициентами Френеля [1].

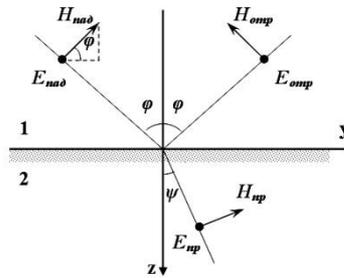


Рис.1. Перпендикулярная поляризация

Выражения (1) и (2) можно переписать, используя величины углов падения (φ) и преломления (ψ):

$$R_{\perp} = \frac{Z_{c2} \cos \varphi - Z_{c1} \cos \psi}{Z_{c2} \cos \varphi + Z_{c1} \cos \psi} \quad (3)$$

$$T_{\perp} = \frac{2 Z_{c2} \cos \varphi}{Z_{c2} \cos \varphi + Z_{c1} \cos \psi} \quad (4)$$

где Z_{c1} и Z_{c2} – характеристические сопротивления первого и второй сред.

Если среда 1 является воздухом, а среда 2 – немагнитный диэлектрик без потерь с диэлектрической проницаемостью ε' , (3) и (4) можно объединить с законом Снелля:

$$R_{\perp} = \frac{\cos \varphi - \sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \varphi}}{\cos \varphi + \sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \varphi}} \quad (5)$$

$$T_{\perp} = \frac{2 \cos \varphi}{\cos \varphi + \sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \varphi}} \quad (6)$$

Параллельная поляризация характеризуется тем, что векторы всех трех волн – падающей, отраженной и преломленной – параллельны плоскости падения (рис.2).

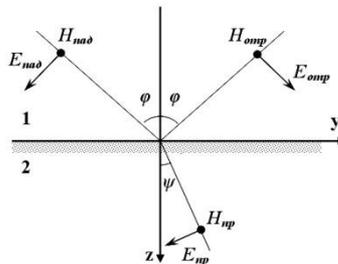


Рис.2. Параллельная поляризация

По аналогии с предыдущим случаем введем коэффициент отражения ($R_{//}$) и прохождения ($T_{//}$), которые можно выразить через углы падения и преломления (рис.2):

$$R_{//} = \frac{Z_{c2} \cos \psi - Z_{c1} \cos \varphi}{Z_{c2} \cos \psi + Z_{c1} \cos \varphi} \quad (7)$$

$$T_{//} = \frac{2Z_{c2} \cos \varphi}{Z_{c2} \cos \psi + Z_{c1} \cos \varphi} \quad (8)$$

Если среда 2 является немагнитным диэлектриком, формулы (7) и (8) преобразуются следующим образом:

$$R_{//} = \frac{\sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \varphi} - \varepsilon' \cos \varphi}{\sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \varphi} + \varepsilon' \cos \varphi} \quad (9)$$

$$T_{//} = \frac{2\sqrt{\varepsilon'} \cos \varphi}{\sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \varphi} + \varepsilon' \cos \varphi} \quad (10)$$

Как показывает анализ соотношений для коэффициентов отражения и прохождения кривые (φ) и $R_{//}(\varphi)$ значительно отличаются друг от друга: монотонно возрастающая функция $R_{//}(\varphi)$ при некотором значении φ меняет знак, проходя через ноль. В тоже время характер кривых (φ) и $T_{//}(\varphi)$ практически совпадает.

Угол падения, при котором падающая волна без отражений переходит из среды 1 в среду 2 носит название угла Брюстера (φ_B). При падении плоской волны из вакуума ($\epsilon = 1$) на диэлектрическое полупространство ($\epsilon > 1$) знаки и $R_{//}$ совпадают при $\varphi < \varphi_B$ и оказываются противоположными при $\varphi > \varphi_B$. Это дает возможность преобразовывать направление вращения векторов в волноводах с круговой или эллиптической поляризацией.

Возможен также вариант, когда плоская волна полностью отражается от границы раздела сред. Это явление широко используется в коротковолновой части микроволнового диапазона и в оптике.

Для ряда практических применений представляет интерес решение задачи о падении плоской ЭМ волны на диэлектрическую пластину толщиной t , проведенное в [3]. Рассмотрим данный случай, показанный на рис.3.

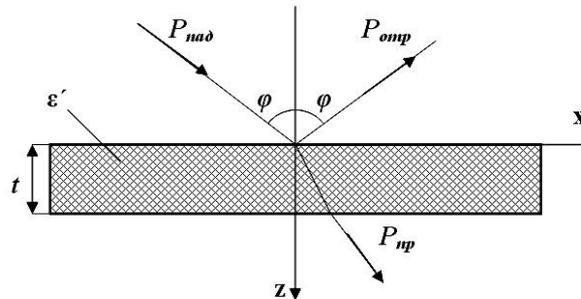


Рис.3. Прохождение ЭМ волны через диэлектрическую пластину

Здесь $P_{пад}$, $P_{отр}$ и $P_{пр}$ - мощности падающей, отраженной и прошедшей волн. Коэффициент прохождения для диэлектрика без потерь определяется следующим образом:

$$|T|^2 = N^2 \left[N^2 + \left(\frac{N^2(11)}{2} \right)^2 \sin^2 \vartheta \right]^{-1}$$

$$\vartheta = (2\pi t / \lambda) \sqrt{\varepsilon'_{12}} \sin^2 \varphi$$

$$N_{\perp} = \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \varphi}}$$

$$N_{\parallel} = \frac{\varepsilon' \cos \varphi}{\sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \varphi}}$$

где n_{\perp} и n_{\parallel} - коэффициенты Френеля для перпендикулярной и параллельной поляризации.

Коэффициент отражения в предположении отсутствия диэлектрических потерь в пластине можно найти, используя хорошо известное [1,2] соотношение:

$$|R| = \sqrt{1 - |T|^2}$$

Особенности поведения электромагнитных волн вблизи границы раздела сред дают возможность создавать узлы и элементы СВЧ-техники и оптоэлектроники с заданными электродинамическими характеристиками.

Задание на расчет

Используя соотношения (11) – (15) составить программу расчета модуля коэффициента отражения в зависимости от угла падения электромагнитной волны $0 \leq \varphi \leq 0.5\pi$ для различных значений диэлектрической проницаемости пластины (ϵ'), ее толщины (t), частоты (f) и ее поляризации.

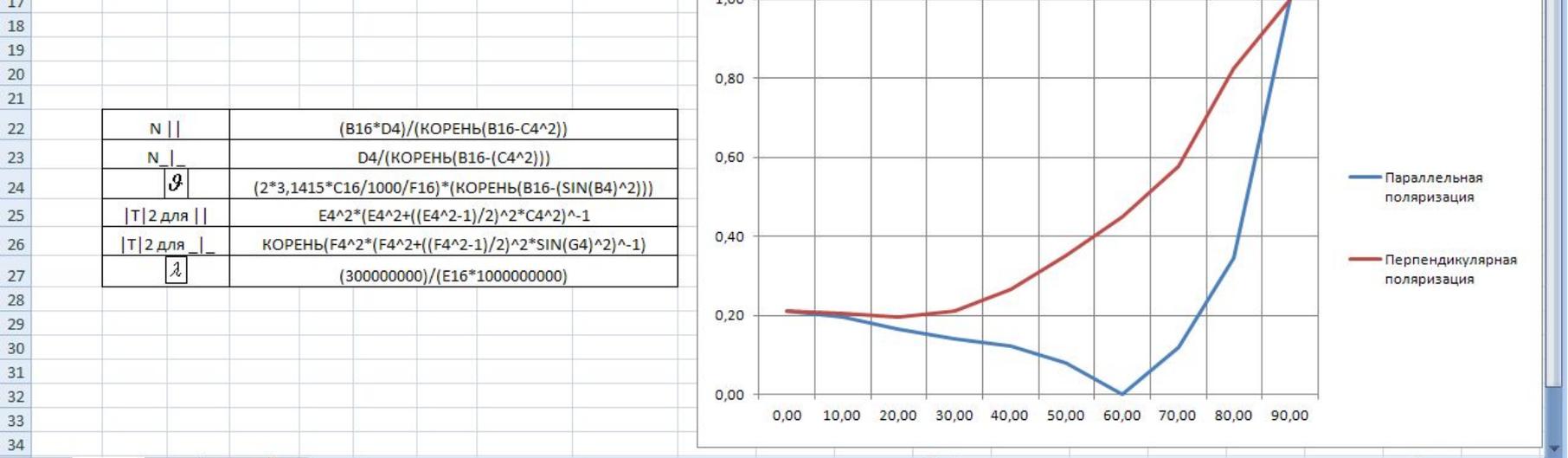
Построить зависимость модуля коэффициент отражения от угла падения волны в соответствии с вариантом задания.

Исходные данные

| № | ϵ' | $t, \text{мм}$ | $f, \text{ГГц}$ |
|---|-------------|----------------|-----------------|
| 1 | 36 | 5 | 1 |

| φ | SIN φ | COS φ | N | N _ | g | T 2 для | T 2 для _ | R | R _ |
|-------|-------|-------|------|------|------|---------|------------|------|------|
| 0,00 | 0,00 | 1,00 | 1,73 | 0,58 | 0,27 | 0,98 | 0,98 | 0,21 | 0,21 |
| 10,00 | 0,17 | 0,98 | 1,71 | 0,57 | 0,25 | 0,98 | 0,98 | 0,20 | 0,21 |
| 20,00 | 0,34 | 0,94 | 1,66 | 0,55 | 0,23 | 0,99 | 0,98 | 0,17 | 0,20 |
| 30,00 | 0,50 | 0,87 | 1,57 | 0,52 | 0,22 | 0,99 | 0,98 | 0,14 | 0,21 |
| 40,00 | 0,64 | 0,77 | 1,43 | 0,48 | 0,24 | 0,99 | 0,96 | 0,12 | 0,27 |
| 50,00 | 0,77 | 0,64 | 1,24 | 0,41 | 0,26 | 1,00 | 0,94 | 0,08 | 0,35 |
| 60,00 | 0,87 | 0,50 | 1,00 | 0,33 | 0,26 | 1,00 | 0,89 | 0,00 | 0,45 |
| 70,00 | 0,94 | 0,34 | 0,71 | 0,24 | 0,24 | 0,99 | 0,82 | 0,12 | 0,58 |
| 80,00 | 0,98 | 0,17 | 0,37 | 0,12 | 0,22 | 0,94 | 0,57 | 0,35 | 0,82 |
| 90,00 | 1,00 | 0,00 | 0,00 | 0,00 | 0,23 | 0,00 | 0,00 | 1,00 | 1,00 |

| ε' | t, мм | f, ГГц | λ |
|------|-------|--------|------|
| 3,00 | 3,00 | 2,45 | 0,12 |



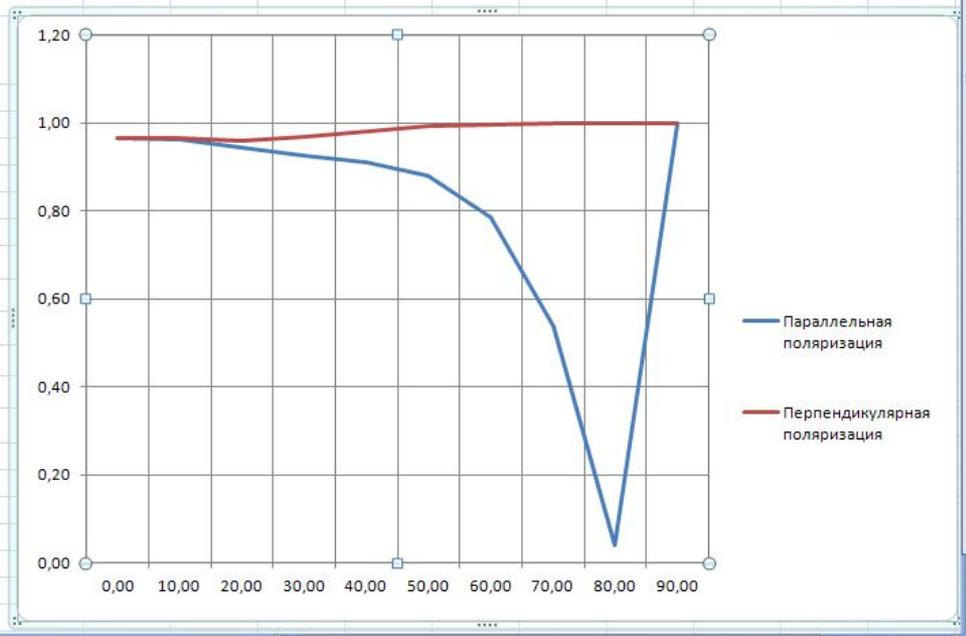
| | |
|------------|---|
| N | $(B16*D4)/(КОРЕНЬ(B16-C4^2))$ |
| N _ | $D4/(КОРЕНЬ(B16-(C4^2)))$ |
| g | $(2*3,1415*C16/1000/F16)*(КОРЕНЬ(B16-(SIN(B4)^2)))$ |
| T 2 для | $E4^2*(E4^2+((E4^2-1)/2)^2*C4^2)^{-1}$ |
| T 2 для _ | $КОРЕНЬ(F4^2*(F4^2+((F4^2-1)/2)^2*SIN(G4)^2)^{-1})$ |
| λ | $(300000000)/(E16*1000000000)$ |

Диаграмма 13 fx

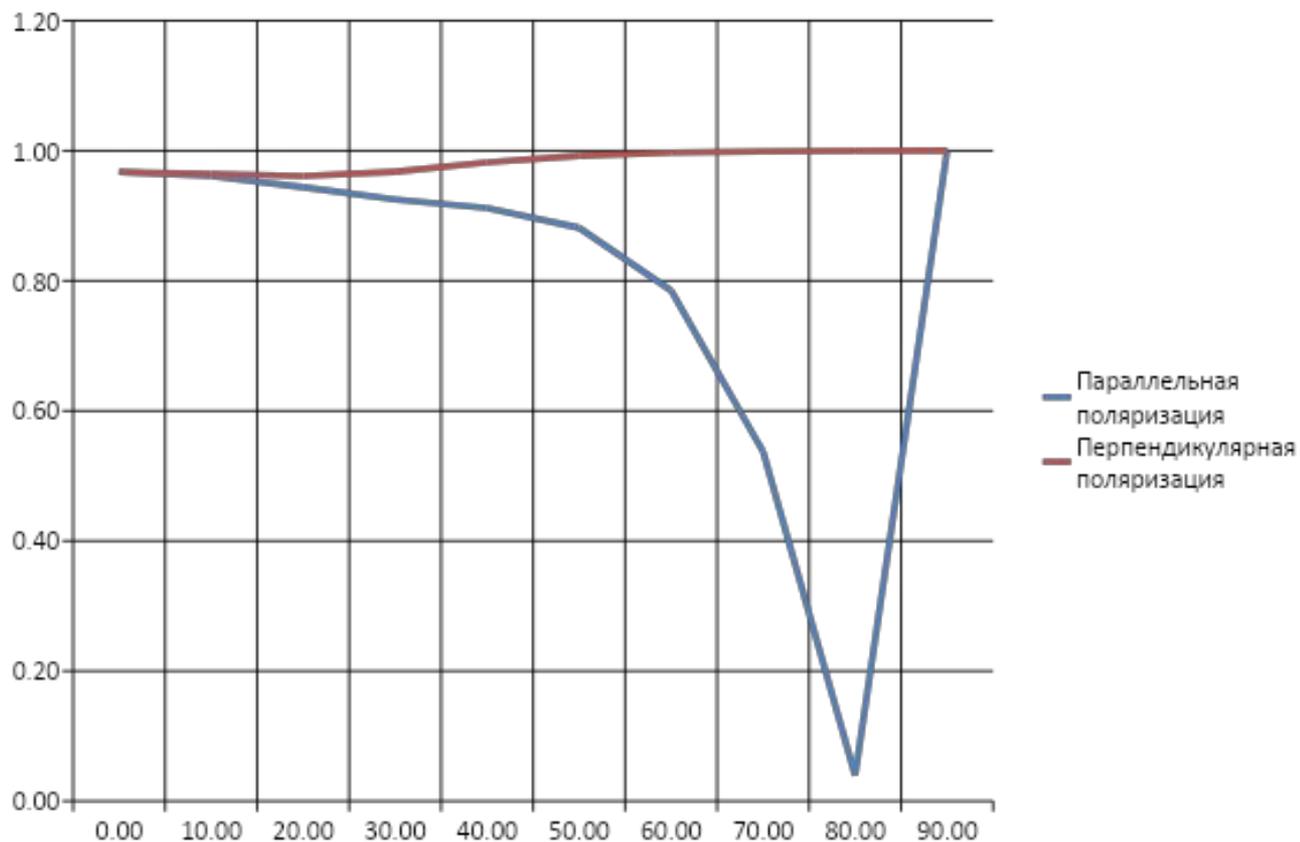
| φ | SIN φ | COS φ | N | N ⊥ | g | T 2 для | T 2 для ⊥ | R | R ⊥ |
|-------|-------|-------|------|------|------|---------|-----------|------|------|
| 0,00 | 0,00 | 1,00 | 6,00 | 0,17 | 6,91 | 0,25 | 0,25 | 0,97 | 0,97 |
| 10,00 | 0,17 | 0,98 | 5,91 | 0,16 | 6,88 | 0,28 | 0,26 | 0,96 | 0,96 |
| 20,00 | 0,34 | 0,94 | 5,65 | 0,16 | 6,83 | 0,33 | 0,28 | 0,94 | 0,96 |
| 30,00 | 0,50 | 0,87 | 5,21 | 0,14 | 6,82 | 0,38 | 0,25 | 0,93 | 0,97 |
| 40,00 | 0,64 | 0,77 | 4,62 | 0,13 | 6,86 | 0,41 | 0,19 | 0,91 | 0,98 |
| 50,00 | 0,77 | 0,64 | 3,89 | 0,11 | 6,90 | 0,47 | 0,12 | 0,88 | 0,99 |
| 60,00 | 0,87 | 0,50 | 3,03 | 0,08 | 6,90 | 0,62 | 0,08 | 0,79 | 1,00 |
| 70,00 | 0,94 | 0,34 | 2,08 | 0,06 | 6,85 | 0,84 | 0,04 | 0,54 | 1,00 |
| 80,00 | 0,98 | 0,17 | 1,06 | 0,03 | 6,82 | 1,00 | 0,01 | 0,04 | 1,00 |
| 90,00 | 1,00 | 0,00 | 0,00 | 0,00 | 6,83 | 0,00 | 0,00 | 1,00 | 1,00 |

| ε' | t, MM | f, ГГц | λ |
|-------|-------|--------|------|
| 36,00 | 5,00 | 11,00 | 0,03 |

| | |
|-----------|---|
| N | $(B16*D4)/(\text{КОРЕНЬ}(B16-C4^2))$ |
| N ⊥ | $D4/(\text{КОРЕНЬ}(B16-(C4^2)))$ |
| g | $(2*3,1415*C16/1000/F16)*(\text{КОРЕНЬ}(B16-(\text{SIN}(B4)^2)))$ |
| T 2 для | $E4^2*(E4^2+((E4^2-1)/2)^2*C4^2)^{-1}$ |
| T 2 для ⊥ | $\text{КОРЕНЬ}(F4^2*(F4^2+((F4^2-1)/2)^2*\text{SIN}(G4)^2)^{-1}$ |
| λ | $(300000000)/(E16*1000000000)$ |



Результаты расчетов



Литература

1. Пименов Ю.В., Вольман В.И., Муравцов А.Д. Техническая электродинамика. – М.: Радио и связь, 2000.
2. Баскаков С.И. Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Высшая школа, 1992.
3. Воробьев Е.А. Экранирование СВЧ конструкций. – М.: Советское радио, 1979.