

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ
НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
Кафедра общей физики

Л.Н. Смирных, А.А. Тютин

Лабораторные работы по теме
"ИСКУССТВЕННЫЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ
ДЛЯ СВЧ ДИАПАЗОНА ВОЛН"

Методическое пособие

Новосибирск
2012

Смирных Л.Н., Тютин А.А. Лабораторные работы по теме "Искусственные диэлектрические структуры для СВЧ диапазона волн"; методическое пособие по выполнению лабораторных и курсовых работ. Новосиб. гос. ун-т. Новосибирск, 2010. 12 с.

Представлено методическое пособие по выполнению лабораторных и курсовых работ в практикуме по физической оптике, раздел "СВЧ оптика". Выполнение работ практикума по СВЧ оптике входит в программу обучения студентов второго курса физического факультета. Лабораторные работы выполняются на новых СВЧ установках с уже готовыми оптическими устройствами на искусственных диэлектриках, а для курсовых работ соответствующие оптические структуры изготавливаются самими студентами. В течении 2011 г. установки были успешно апробированы на выполнении как лабораторных, так и курсовых работ студентами.

Работы будут интересны не только студентам, но и в качестве демонстрационных пособий для учащихся ФМШ и экскурсий школьников.

Рецензент куратор практикума СВЧ С.А. Кузнецов

Методическое пособие подготовлено в рамках реализации Программы развития НИУ-НГУ на 2009–2018 г. г.

© Новосибирский государственный
университет, 2010

Лабораторная работа № 12.1

Измерение характеристик ускоряющих и замедляющих искусственных сред

Цель работы – знакомство с искусственными диэлектрическими средами СВЧ диапазона волн и измерение их характеристик.

Оборудование – 3-х сантиметровая приемо-передающая установка, набор устройств из металлопластинчатых и металлодиэлектрических структур.

Введение

Для СВЧ диапазона волн в отличие от оптического легко создаются среды, обладающие не только *замедляющими* свойствами ($v < c$ и $n = \sqrt{\epsilon} > 1$), но и *ускоряющими* ($v > c$ и $n = \sqrt{\epsilon} < 1$), где v – фазовая скорость света в среде, n – показатель преломления среды, ϵ – диэлектрическая проницаемость среды (магнитная проницаемость принята равной единице $\mu = 1$) и c – скорость света в вакууме. Ускоряющие структуры обычно представляют собой набор металлических пластин (*металлопластинчатые* диэлектрики), а замедляющие – систему проводящих частиц (шариков, цилиндров, дисков, эллипсоидов) с размерами существенно меньше длины волны, расположенных в узлах периодической решетки, созданной из диэлектрической среды. Подобные замедляющие структуры называются *металлодиэлектриками*.

Замечательными свойствами искусственных диэлектриков, обеспечивающими их широкое применение в практике и в учебном процессе, являются следующие:

во-первых, на них легко реализуются диэлектрические среды с показателями преломления как больше ($n > 1$), так и меньше единицы ($n < 1$);

во-вторых, на таких диэлектриках легко выполнять структуры с заданной величиной показателя преломления n и изменять его в процессе работы;

в-третьих, на их базе можно легко создавать структуры с оптической анизотропией и с заданным показателем преломления для обыкновенного и необыкновенного луча.

Кроме того обычно основным материалом, заполняющим практически весь объем искусственного диэлектрика, является пенопласт, либо воздух. Поэтому исследуемые оптические устройства из них легки, несмотря на свою величину. Эти свойства позволяют достаточно просто и быстро изготовить из таких диэлектриков практически любые устройства классической оптики – линзы, призмы, в том числе анизотропные, полуволновые и четвертьволновые пластинки, различного типа интерферометры.

1. Искусственные диэлектрики

В технике СВЧ широкое применение находят диэлектрики – искусственные и естественные. *Естественные* диэлектрики для оптических приборов – это, как правило, твердые вещества с малыми потерями и показателем преломления $n > 1$. В отличие от них *искусственные* диэлектрики – это регулярные структуры с показателем преломления как больше, так и меньше

единицы $1 < n < 1$, включающие проводящие элементы. Искусственные диэлектрики в общем случае – это различного типа пространственные структуры, обладающие заданными оптическими свойствами – показателем преломления, диэлектрической и магнитной проницаемостью, проводимостью.

1.1. Ускоряющие структуры (металлопластинчатые диэлектрики).

Пусть линейно поляризованная электромагнитная волна падает на стопку проводящих пластин (рис. 1, а). Прямую OO' , лежащую в плоскости пластин, назовем оптической осью¹.

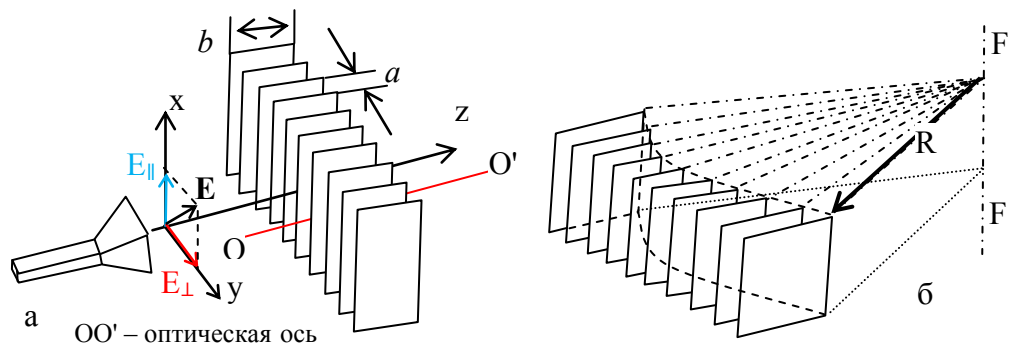


Рис. 1. Металлопластинчатый диэлектрик

Если вектор напряженности электрического поля распространяющейся линейно поляризованной волны E параллелен поверхности пластин, то между пластинами, как и в прямоугольном волноводе, электромагнитная волна распространяется с фазовой скоростью v большей скорости света, и для нее имеют место соотношения:

$$v = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}, \quad (1)$$

$$n = \sqrt{\varepsilon} = \frac{c}{v} = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}, \quad (2)$$

Здесь v и c – фазовая скорость в металлопластинчатом диэлектрике и в вакууме соответственно, n – показатель преломления диэлектрика, λ – длина волны в свободном пространстве², a – расстояние между пластинами диэлектрика.

Как известно, такое изменение скорости распространения волны при E параллельном плоскости пластин обусловлено нулевыми граничными условиями на пластинах для напряженности поля [1] (см. приложение к настоящей работе).

Если вектор поляризации волны перпендикулярен плоскости пластин, то "зануления" напряженности поля на пластинах не происходит и для волны сохраняется та же скорость распространения, что и в свободном пространстве, т.е.

$$v = c, \varepsilon = 1 \text{ и } n = 1 \text{ (при } E \perp \text{ плоскости пластин)}$$

¹ Это название будет понятно при рассмотрении пластинчатой структуры в качестве оптически анизотропного кристалла.

² С высокой точностью можно считать, что фазовая скорость и длина волны в свободном пространстве равна фазовой скорости и длине волны в вакууме.

Наконец, для волны с поляризацией, направленной *под углом* к плоскости пластин, указанные скорости распространения сохраняются для *компонент разложения вектора E* по осям x и y (компоненты E_{\parallel} и E_{\perp} , как показано на рис. 1, а).

Таким образом, набор проводящих пластин (металлопластинчатая структура):

во-первых, может служить диэлектриком с *регулируемым показателем преломления n* , определяемым расстоянием между пластинами a (рис. 1) для линейно поляризованного излучения с вектором поляризации, лежащим в плоскости пластин;

во-вторых, данная структура является *ускоряющей*, т.е. фазовая скорость в ней больше скорости света и $n < 1$.

в-третьих, для излучения с любой поляризацией данная структура является *анизотропным двоякопреломляющим "кристаллом"*, с оптической осью, лежащей в плоскости пластин.

Для используемого в практикуме 3-х сантиметрового диапазона ($\lambda_0 = 3,2$ см) при $a = 2$ см получаем $n = 0,6$. Такая структура обладает всеми характерными свойствами одноосного двоякопреломляющего кристалла. Для линейно поляризованного излучения с вектором поляризации параллельным плоскости пластин она служит "диэлектриком" с показателем преломления $n = 0,6$.

На рис. 1, б показан пример цилиндрической линзы, выполненной из металлопластинчатого диэлектрика. Если слева на такую линзу падает параллельный пучок поляризованного в плоскости пластин излучения, то он фокусируется на фокусной оси FF' . И наоборот: если на фокусной оси расположить "линейный" источник поляризованного в плоскости пластин излучения, то на выходе из линзы мы получим параллельный пучок излучения. Отметим, что поскольку для металлопластинчатой структуры $n < 1$, то данная (собирающая) линза получается вогнутой, в отличие от выпуклой оптической линзы с подобными свойствами, выполненной из стекла.

1.2. Замедляющие структуры (металлодиэлектрики)

Пусть имеется пакет пластин из пенопласта ($n_0 = 1$), и на каждой пластине в узлах ячейки с размерами $a \times b$ размещены проводящие частицы. Расстояние между пластинами c . Набор таких пластин моделирует "кристалл" с трансляциями a, b, c (рис. 2).

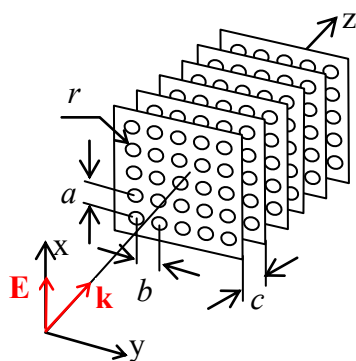


Рис. 2. Металлодиэлектрик

Форма частиц может быть различной (тонкие диски из фольги, шарики, цилиндры, эллипсоиды), но их характерные размеры l должны быть малы по сравнению с длиной волны, например, $l \leq \lambda/5$. При этих условиях расчет диэлектрической проницаемости данной структуры может быть произведен в тех же приближениях, что и для правильных природных кристаллов.

Диэлектрическая проницаемость ϵ и, соот-

ветственно, коэффициент преломления n кристаллических структур рассчитывается, как известно, на основании формулы Лоренц-Лорентца [2]

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} = \frac{4\pi N(q^2/m)}{(\omega_0^2 - \omega^2)},$$

где m , q и ω_0 – масса, заряд и резонансная частота возбужденного электрона, ω – частота падающей на диэлектрик электромагнитной волны, N – количество поляризованных частиц в единице объема.

Если частота электромагнитного поля далека от резонансной для электронов ($\omega \ll \omega_0$), что заведомо выполняется для СВЧ диапазона волн, то формула упрощается и становится достаточно учесть только объемную поляризуемость макрочастиц α , составляющих структуру нашего "кристалла". Общая формула диэлектрической проницаемости такой структуры будет иметь вид

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + N\alpha = \varepsilon_0 \left(1 + \frac{N\alpha}{\varepsilon_0}\right). \quad (3)$$

Здесь $N = 1/(a \cdot b \cdot c)$ – количество поляризованных частиц на единицу объема диэлектрика, α – средняя поляризуемость частиц, зависящая от их формы, ε_0 – диэлектрическая проницаемость среды, в которую помещены частицы (для пенопласта можно считать $\varepsilon_0 = 1$).

Поляризуемость частиц различной формы равна:

$$\begin{aligned} \alpha_{ш} &= 4\pi r^3 \text{ (шар)}; & \alpha_{д} &= 16/3 \pi r^3 \text{ (диск)}; \\ \alpha_{ц} &= 4\pi l r^2 \text{ (вытянутый эллипсоид, цилиндр)}, \end{aligned} \quad (4)$$

где r – радиус шара, диска, цилиндра и малая полуось эллипса, l – большая полуось эллипсоида или длина цилиндра. Формула для эллипсоида (цилиндра) справедлива, если вектор напряженности поля параллелен большой полуоси эллипсоида (длине цилиндра) и l не больше $\lambda/5$.

Соответствующие показатели преломления *металлодиэлектриков* равны:

$$n_{ш} = \sqrt{\varepsilon} = \frac{c}{v} = \sqrt{1 + 4\pi N r^3}, \quad (5)$$

$$n_{д} = \sqrt{\varepsilon} = \frac{c}{v} = \sqrt{1 + \frac{16}{3} N r^3}, \quad (6)$$

$$n_{ц} = \sqrt{\varepsilon} = \frac{c}{v} = \sqrt{1 + 4\pi N l r^2}, \quad (7)$$

Как видно из формул (5...7), показатель преломления металлодиэлектрических структур $n > 1$, т.е. данные структуры являются *замедляющими*, подобно обычным диэлектрикам для оптического диапазона электромагнитных волн.

1.3. Двойное лучепреломление (анизотропия диэлектриков)

Выше мы уже говорили, что металлопластинчатые структуры могут служить двоякопреломляющими структурами. Двойному лучепреломлению посвящена отдельная работа (№14), поэтому здесь мы дадим только самое простое представление об оптической анизотропии.

Если на кристалл, обладающий оптической анизотропией, падает узкий пучок света, то в кристалле он расщепляется на два луча – *обыкновенный* и

необыкновенный³. При этом независимо от начальной поляризации выходные лучи линейно поляризованы и обладают взаимно перпендикулярными векторами поляризации.

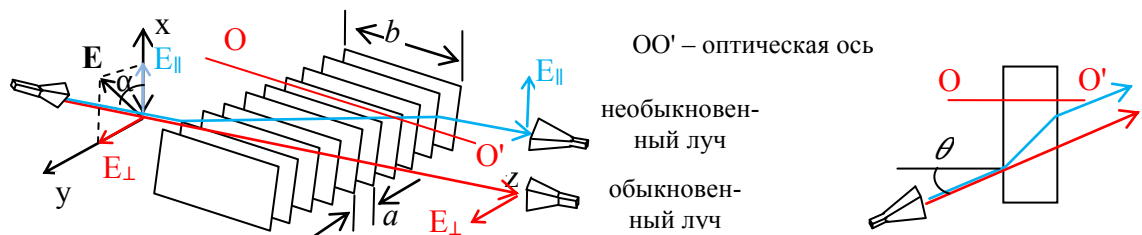


Рис. 3. Двойное лучепреломление в металлопластинчатой структуре

Именно такие свойства проявляет металлопластинчатая структура, если на нее направить пучок излучения с вектором поляризации, направленным под углом к плоскости пластин (рис. 3).

Если вектор напряженности электрического поля E направлен под углом к плоскости пластин (и к оптической оси OO'), то его можно разложить на две компоненты – параллельную и перпендикулярную (рис. 3). В металлопластинчатых структурах перпендикулярная составляющая проходит через структуру без отклонения, поскольку для нее $n = 1$. Для параллельной компоненты поля коэффициент преломления определится формулой (2), а потому она испытает преломление, величина которого определится коэффициентом преломления, углом падения луча и толщиной пластины b (рис. 3, а).

³ Собственно говоря, это справедливо только для одноосных кристаллов, поскольку в двуосных оба луча необыкновенные. Простые металлопластинчатые структуры (из параллельных пластин) проявляют свойства одноосных кристаллов.

2. Задания

2.1. Измерение показателя преломления металлопластинчатых структур

Для измерения показателя преломления n можно воспользоваться различными оптическими эффектами, величина которых зависит от n . Но *прямым* методом является определение n по величине фазовой скорости, поскольку показатель преломления среды по определению есть отношение фазовой скорости волны в вакууме к фазовой скорости волны в данной среде

$$n = \frac{v_{\phi 0}}{v_{\phi \text{ ср}}} = \frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{ ср}}}.$$

Второе равенство написано на основании соотношения $v_{\phi} = \lambda f$, где f – частота излучения.

Поскольку фазовые скорости волны в воздухе и в вакууме равны с высокой точностью, то для измерения показателя преломления достаточно измерить длины волн в воздухе и диэлектрике. Последнее в пластинчатом диэлектрике делается легко в отличие от сплошного диэлектрика.

Задание 1. Измерение длины волны в воздухе и искусственном диэлектрике.

1. Собрать установку, включающую передатчик, отражающую стенку и диодный приемник (как на рис. 4, а, но пока без диэлектрика).

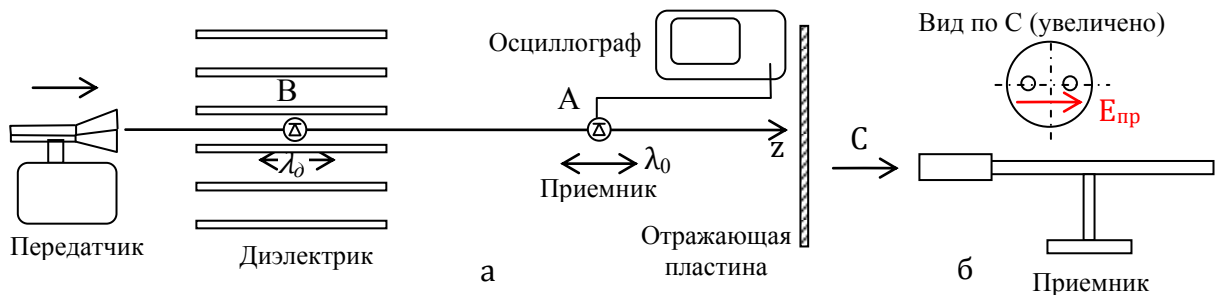


Рис. 4. Измерение показателя преломления диэлектрика.

Расстояние между передатчиком и стенкой примерно 1 м. Вращая рупор передатчика (вокруг горизонтальной оси z) убедиться, что передатчик излучает линейно поляризованную волну с вектором поляризации \mathbf{E} перпендикулярным широкой стенке волновода.

Примечания. 1) Диодный приемник представляет собой симметричный вибратор, чувствительный к поляризации волны. Положение вектора поляризации приемного вибратора $\mathbf{E}_{\text{пр}}$ по отношению к его выводам показано на рис. 4, б.

2) Напомним, что генератор излучает линейно поляризованную волну с вектором поляризации \mathbf{E} перпендикулярным широкой стенке волновода. Если вектор поляризации волны передатчика \mathbf{E} не параллелен вектору поляризации приемника $\mathbf{E}_{\text{пр}}$, то приемник реагирует только на ту компоненту разложения \mathbf{E} , которая параллельна вектору $\mathbf{E}_{\text{пр}}$.

2. Перемещая приемник вдоль оси z вблизи отражающей стенки (положение приемника "А"), измерить длину волны в свободном пространстве λ_0 . (Для этого измерить суммарное расстояние между 5...6 максимумами стоячей волны и определить λ_0 как среднее).

3. Установить между передатчиком и стенкой металлопластинчатый диэлектрик, как показано на рис. 5. Убедиться, что рупорная антенна передатчика установлена таким образом, что вектор поляризации волны параллелен

плоскости пластин. Вновь измерить длину волны в свободном пространстве (положение приемника "А") и убедиться, что размещение диэлектрика не повлияло на ее величину.

4. Измерить длину волны λ_0 внутри диэлектрика. Для этого приемник должен перемещаться между центральными пластинами внутри диэлектрика (положение приемника "В").

5. Определить расчетное и экспериментальное значение показателя преломления n металлопластинчатого диэлектрика. Расчетное значение определить по формуле (2), измерив расстояние между пластинами. Экспериментальное значение определить по отношению λ_0/λ_0 .

Примечание: длина волны в воздухе с высокой точностью равна длине волны в вакууме.

2. 2 Измерение показателя преломления металлодиэлектрика

В отличие от пластинчатого диэлектрика для металлодиэлектриков уже нельзя воспользоваться прямым методом измерения фазовой скорости, поскольку направление распространения волны (волновой вектор \mathbf{k}) для них перпендикулярен плоскости пластин и расстояния между ними также малы (см. рис. 2).

Одним из возможных методов определения показателя преломления таких структур является использование явления *явления преломления луча в диэлектриках*. Если на границу раздела падает луч под углом α , то он преломляется под углом γ , определяемым законом Снеллиуса (8)

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\gamma} = \frac{c}{v} = n_2 \quad (8)$$

Для измерения показателя преломления из металлодиэлектрика изготовлена цилиндрическая линза (рис. 5). Пластины металлодиэлектрика изготовлены из пенопласта (показатель преломления $n_0 = 1$) с наклеенными на них проводящими дисками радиуса $r = 6$ мм. Диски наклеены по углам квадратной решетки со стороной $a = 15$ мм. Расчетный показатель преломления данной структуры может быть проведен по формуле (6).

Задание 2. Измерение показателя преломления металлодиэлектрика.

1. Соберите установку в соответствии с рис. 5. Установите угол падения луча $\alpha \approx 20^\circ$.

2. Перемещая приемник по дуге окружности АВ, убедитесь, что сигнал отражения (положение приемника в точке А) существенно слабее преломленного сигнала (точка В).

3. Измерьте углы падения (α), отражения (β) и преломления (γ). Экспериментальное значение показателя преломления металлодиэлектрика определите из закона Снеллиуса (8)

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\gamma} = \frac{c}{v} = n_2$$

4. Рассчитайте показатель преломления металлодиэлектрика (формула 6) и сравните расчетное значение с экспериментальным, полученным по закону Снеллиуса (8).

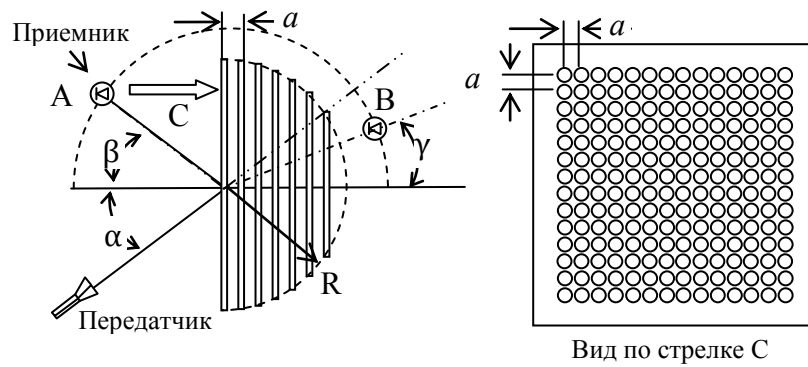


Рис. 5. Измерение n металлодиэлектрика

Приложение: Продольные волны в волноводах и вблизи проводящих поверхностей

1. Классификация волн в линиях передачи

Электромагнитные волны в свободном пространстве и однородных изотропных диэлектриках *поперечны*. Но вблизи проводящих поверхностей и в анизотропных средах они частично *продольны*. Чтобы подчеркнуть специфику задачи распространения электромагнитных волн в линиях передачи, различают *свободные* и *направляемые* волны.

Свободными называют волны в пространстве, не связанные с какими-либо материальными носителями и распространяющиеся, например, в вакууме даже тогда, когда источник, вызвавший их к возникновению, перестал работать. Свободные волны являются *поперечными* и классифицируются по форме *фронта* (поверхностей равных фаз) – *плоские, цилиндрические, сферические*.

Направляемыми называются волны, распространяющиеся вдоль каких-либо материальных тел – открытых металлических, диэлектрических или полупроводниковых, однопроводных, многопроводных или коаксиальных линий, диэлектрических стержней и пр.

Направляемые волны могут быть как поперечными, так и имеющими компоненты поля вдоль направления распространения (вдоль волнового вектора \mathbf{k}). В зависимости от этого направляемые волны делятся на *поперечные, электрические* (они же поперечно-магнитные) и *магнитные* (они же поперечно-электрические)

Поперечными называются волны, у которых отсутствуют компоненты E_z и H_z вдоль \mathbf{k} . (Далее полагается, что \mathbf{k} направлен вдоль оси z). Эти волны обозначаются аббревиатурой ТЕМ.

Электрическими называются волны, у которых H_z отсутствует, а E_z есть обязательно наряду с E_x и E_y или только одним из них. Эти волны обозначаются как Е- или ТМ-волны.

Магнитными называются волны, у которых компонента E_z отсутствует, а H_z есть обязательно наряду с H_x и H_y или только одним из них. Их обозначение Н- или ТЕ-волны

Кроме названных типов волн, могут существовать направляемые волны, в которых *оба вектора E и H имеют составляющие вдоль оси z* .

2. Концепция Бриллюэна.

Концепция Бриллюэна, объясняющая наличие компонент поля вдоль направления распространения направляемых волн, основана на том, что вектор энергии электромагнитной волны (вектор Пойнтинга) составляет с векторами \mathbf{E} и \mathbf{H} векторное произведение $\mathbf{P} = [\mathbf{E}\mathbf{H}]$. В соответствии с теорией данное соотношение должно выполняться при любой структуре направляемой волны в любой точке линии (рис. 1.П, а). В этом случае энергия вдоль оси z может распространяться только в двух случаях:

- либо при \mathbf{E} и \mathbf{H} расположенных поперечно к оси z и, соответственно, при \mathbf{P} вдоль z (волна ТЕМ, рис. 1.П, а);

- либо при распространении \mathbf{P} по наклонной линии, составляющей с осью z острый угол (рис. 1.П, б).

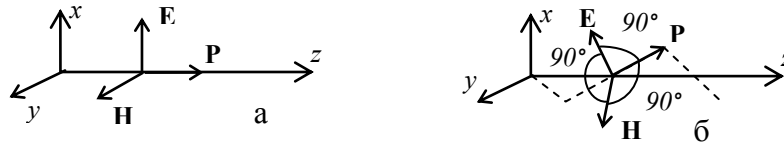


Рис. 1.П. Концепция Бриллюэна

Во втором случае, по крайней мере, один из векторов \mathbf{E} или \mathbf{H} должен иметь компоненту, направленную вдоль оси z (волны E или H).

В полых металлических трубах, а в случае поляризованной волны и в пространстве между проводящими поверхностями, параллельными вектору поляризации, невозможно распространение волны ТЕМ. Действительно, предположим, что она распространяется. Тогда магнитные силовые линии должны образовывать замкнутые контуры. Но по условию поперечной волны (волны ТЕМ) вектор \mathbf{H} не может иметь продольных компонент. Тогда контур должен быть расположен в плоскости, перпендикулярной вектору \mathbf{k} . Однако в этом случае должен появиться продольный вектор \mathbf{E} , образующий ток смещения, порождающий магнитное поле. Т.е. мы в любом случае получаем противоречие с определением волны ТЕМ.

Действительно, уравнения Максвелла для магнитного поля в интегральной форме имеет вид:

$$\oint \vec{H} \vec{dl} = \int_S (\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}) d\vec{S} = \int_S (\vec{j} + \vec{j}_{cm}) d\vec{S},$$

где j и j_{cm} – ток проводимости и ток смещения, пронизывающие замкнутый контур L , S – поверхность, натянутая на контур L .

В случае отсутствия продольных токов проводимости мы должны принять

$$\oint \vec{H} \vec{dl} = \int_S \vec{j}_{cm} d\vec{S} = \int_S \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d\vec{S}.$$

Но току смещения должно соответствовать переменное электрическое поле, параллельное токам смещения ($\vec{j}_{cm} \parallel \mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E}$)! Однако по условию ТЕМ в них нет продольного поля \mathbf{E} , т.е. интеграл равен нулю и магнитные силовые линии в поперечной плоскости отсутствуют.

Иначе говоря, предположение о существовании компонент E_z и/или H_z вдоль линии распространения волны в полном волноводе в случае ТЕМ-волны нереализуемо. В полых волноводах возможно существование только E- и H-волн, т.е. волн, в которых одна из компонент поля имеет составляющую вдоль направления распространения ($H_z \neq 0$ или $E_z \neq 0$).

Заметим, что в коаксиальных линиях, в которых внутри проводящей оболочки проходит центральный проводник, существование ТЕМ вполне осуществимо (за счет протекания токов по внутреннему проводу).

3. H-волны в прямоугольном волноводе.

Волновое уравнение для волноводов имеет вид

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0, \quad \nabla^2 \vec{H} + k^2 \vec{H}. \quad (1.П)$$

Рассмотрим более подробно конфигурацию полей в полых прямоугольных волноводах. В зависимости от того, сколько полуволн может уложиться в поперечном сечении волновода (вдоль осей X и Y , рис. 2.П), к обозначениям E - или H -волн добавляются индексы m и n . В этом случае говорят о различных модах волн H_{mn} или E_{mn} .

В нашем практикуме используются волноводы, возбуждаемые на основной моде H_{10} ($m = 1, n = 0, H_z \neq 0, E_z = 0$)⁴. Поэтому дальнейшие сведения мы будем приводить именно для этого типа волн.

Основная мода соответствует наибольшей длине волны $\lambda_{кр}$ (наименьшей критической частоте $\omega_{кр}$), распространяющейся в данном волноводе без заметного затухания.

Конкретные решения волнового уравнения определяются граничными условиями на проводящих стенках волновода: тангенциальная составляющая напряженности электрического поля должна быть равна нулю. В случае H -волн волновое уравнение имеет только одно решение для продольной составляющей:

$$\dot{H}_z = i \frac{\beta a}{\pi} \dot{H}_0 \sin \frac{\pi}{a} x \cdot e^{i(\omega t - \beta z)} = \dot{H}_0 \cos \frac{\pi}{a} x \cdot e^{-\gamma z}, \quad (2.П)$$

и два для поперечных составляющих:

$$\dot{H}_x = i \frac{\dot{H}_0}{\pi} \gamma a \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) \cdot e^{-\gamma z}, \quad \dot{E}_y = i \frac{\dot{H}_0}{\pi} \omega \mu a \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) \cdot e^{-\gamma z}. \quad (3.П)$$

Здесь $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ - оператор Лапласа, a - размер широкой стенки

волновода [м], μ, ε - относительная магнитная и диэлектрическая проницаемость среды, $\gamma = \alpha + i\beta$ - коэффициент распространения волны, [1/м]; α или $\alpha^0 = 8,686 \cdot \alpha$ - коэффициент затухания волны в направляющей системе [1/м] или [дБ/м] соответственно; $\beta = 2\pi/\lambda_g$ - коэффициент фазы, [рад/м], k - волновое число.

Поперечные составляющие поля E_{\perp} и H_{\perp} в волноводах являются однозначными функциями продольных составляющих полей E_z и/или H_z . Поэтому волны в волноводах определяются существенным образом компонентами E_z и /или H_z .

На рис. 2.П приведена картина полей \mathbf{E} и \mathbf{H} для волны H_{10} . Как видно из рисунка, поле \mathbf{E} имеет только поперечную компоненту $E_y(x, z)$, изменяющуюся по осям x и z , а поле \mathbf{H} как поперечную $H_y(x, z)$, так и продольную $H_z(x, z)$. Вдоль волновода (ось Z) векторы поля \mathbf{E} и \mathbf{H} (составляющие E_y, H_y и

⁴ К сожалению, в учебной, научной и технической литературе наблюдается неоднозначность в обозначении мод, так что мода H_{10} иногда обозначается и как H_{01} . Это связано с возможностью по-разному располагать волновод относительно правовинтовой тройки осей координат. Обозначению H_{01} будет соответствовать волновод, расположенный широкой стенкой вдоль оси Y . При этом будем иметь $m = 0, n = 1$.

H_z) также периодически изменяются с пространственным периодом $k = 2\pi/\lambda_g$.

Вектор поля \mathbf{E} (принятый за направление поляризации волны) направлен перпендикулярно широкой стенке волновода. Поскольку стенки проводящие, то на границе с узкими стенками он должен "зануляться". Это означает, что самая большая длина волны, которая может распространяться в данном волноводе без заметного затухания, должна удовлетворять условию $\lambda_g/2 = a$, где a – размер широкой стенки. Размер b не критичен для длины волны, так как на широких стенках тангенциальная составляющая поля \mathbf{E} всегда равна нулю. От величины b зависит только максимальная допустимая мощность поля волны в данном волноводе: чем больше b , тем больше допустимая мощность волны.

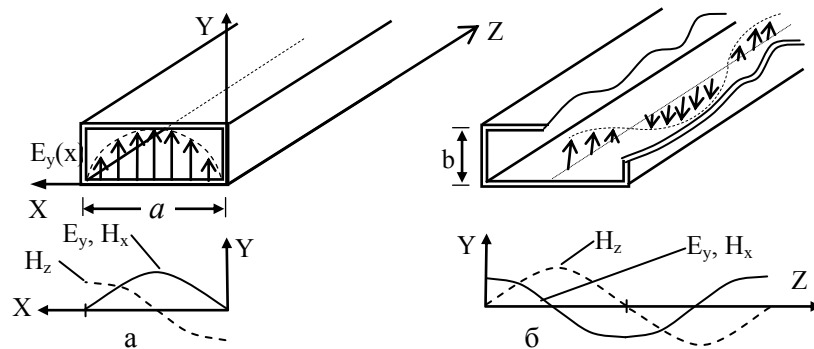


Рис. 2.П. Эпюра проекций полей \mathbf{E} и \mathbf{H} .

а) изменение компонент полей по оси X ; б) то же по оси Z .

Периодическое изменение поля в волноводе приводит к перераспределению зарядов и соответственно к токам в проводящих стенках волновода. На рис. 3.П показаны линии тока в стенках в случае волны H_{10} .

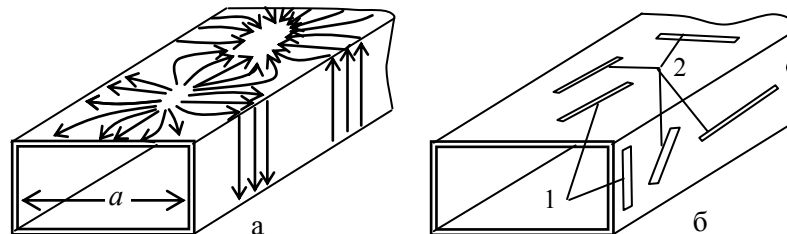


Рис. 3.П. Токи в стенках волновода.

а) Картина токов волны H_{10} . б) Щели в стенках волновода: 1 – неизлучающие, 2 – излучающие.

Если в стенках волновода прорезаны узкие щели, то они возмущают поле в волноводе только в том случае, когда "перерезают" токовые линии. Поэтому щели 2 (рис. 3.П, б) будут "возмущающими", а щели 1 – "невозмущающими". Это свойство щелей используют для создания щелевых антенн (возмущающие щели) и при необходимости внесения в волновод всевозможных зондов (невозмущающие щели).

Наличие продольной составляющей поля H_z приводит к тому, что длина волны в волноводе λ_g не равна длине волны в свободном пространстве λ_0 . Это означает, что фазовая скорость волны в волноводе $v_{\phi g}$ не равна ее скорости в свободном пространстве $v_{\phi 0} = c$.

Для полых металлических волноводов $v_{\phi g} > c$, где c – скорость света в

свободном пространстве. Соответствующие величины в волноводе и свободном пространстве связаны соотношениями

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1-(\lambda_0/2a)^2}}; \quad v_{\phi g} = \frac{v_{\phi 0}}{\sqrt{1-(v_{\phi 0}/c)^2}}. \quad (4.П)$$

где a – размер широкой стенки волновода.

4. Волны в металлопластинчатых структурах

Формулы (4) остаются справедливыми и в том случае, когда вместо волновода имеются *две отдельные проводящие плоскости*, расположенные *параллельно плоскости поляризации* волны⁵. Сдвигая и раздвигая такие пластины, можно изменять длину волны и, соответственно, ее фазовую скорость. Если расстояние между пластинами станет меньше критического, волна начнет экспоненциально затухать вдоль направления распространения (оси Z).

Плоскостью поляризации волны называется плоскость, в которой лежат векторы \mathbf{E} и \mathbf{k} , т. е. плоскость, параллельная вектору \mathbf{E} и идущая вдоль оси z . Волна H_{10} является *плоскополяризованной*.

⁵ Более того, если поле распространяется вблизи *одной* проводящей плоскости (так называемой "подстилающей поверхности"), то около нее (на расстояниях, сравнимых с длиной волны) длина волны и фазовая скорость также не равны соответствующим параметрам в свободном пространстве. Это объясняется тем, что пространственная неоднородность граничных условий приводит к появлению компонент поля вдоль границы (проводящей поверхности) и волна перестает быть чисто поперечной.

Лабораторная работа № 12.2

Поляризация волн: вращение плоскости поляризации

Цель работы – знакомство с устройствами на базе искусственных диэлектриков, позволяющими изменять характер поляризации волны.

Оборудование – 3-х сантиметровая приемно-передающая установка, набор устройств из металлопластинчатых и металлодиэлектрических структур.

Введение**1. Поляризация электромагнитных волн**

Поляризация электромагнитных волн – их характеристика, определяющая пространственную направленность векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} поля по отношению к волновому вектору \mathbf{k} , направленному вдоль распространения волны. В принципе, может реализоваться как *продольная*, так и *поперечная* поляризация. Плоские электромагнитные волны в вакууме и однородных изотропных диэлектриках являются *поперечными*. Их векторы \mathbf{E} , \mathbf{H} и \mathbf{k} составляют правовинтовую тройку и направление вектора \mathbf{k} перпендикулярно плоскости взаимно перпендикулярных векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} .

За *вектор поляризации* принимается направление вектора электрического поля \mathbf{E} , т. е. то направление, вдоль которого действует электрическая сила на заряд, помещенный в данную точку поля $\mathbf{F} = e\mathbf{E}$. *Плоскостью поляризации* волны называется плоскость, в которой лежат векторы \mathbf{E} и \mathbf{k} , т. е. плоскость, параллельная вектору \mathbf{E} и идущая вдоль оси z .

Волна H_{10} в прямоугольных волноводах, используемых в нашей работе, (в частности, соединенных с передающим и приемным рупорами нашей установки) является *плоскополяризованной*. И хотя в самом волноводе бегущая волна является *продольно-поперечной* (имеет компоненту $H_z \neq 0$), но будучи излученной из рупора в свободное пространство, она становится чисто *поперечной* с вектором поляризации \mathbf{E} , направленным перпендикулярно широкой стенке волновода⁶.

Классическим примером волны с чисто *продольной* поляризацией могут служить плоские однородные плазменные волны (Ленгмюровские волны). Примерами волн смешанного типа (*продольно-поперечных*) являются волны в анизотропных кристаллах и в используемых в данной работе металлопластинчатых диэлектриках.

2. Волны в металлопластинчатых структурах

Пусть линейно поляризованная поперечная электромагнитная волна падает на стопку проводящих пластин (рис. 1). Пусть оси координат проведены следующим образом: ось x параллельна плоскости проводящих пластин, ось y перпендикулярна им, а ось z совпадает с направлением распространения падающей волны (с волновым вектором \mathbf{k}). Если вектор поляризации волны

⁶ Более подробно см. [1] и приложение к лабораторной работе 12.1.

лежит под углом α к оси x , то его можно разложить на две компоненты E_{\parallel} и E_{\perp} плоскости проводящих пластин, как показано на рис. 1.

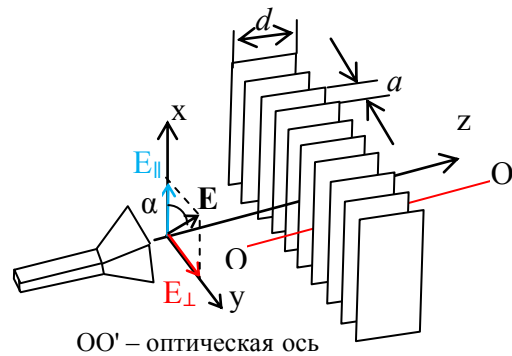


Рис. 1. Металлопластинчатый диэлектрик

Граничные условия, создаваемые проводящими пластинами для волн с параллельной и перпендикулярной ориентацией напряженности электрического поля, существенно различны. Если для волны с вектором E_{\perp} наличие пластин практически не сказывается на их фазовой скорости распространения между пластинами, то совсем иначе обстоит дело с компонентой E_{\parallel} . В этом случае напряженность поля на проводящих пластинах должна "зануляться" (нулевые граничные условия на пластинах), а в самих пластинах должны возникать токи проводимости, которые приводят к образованию ненулевой компоненты магнитного поля волны вдоль оси z . В результате этого фазовая скорость распространения волны E_{\parallel} будет больше скорости распространения света в воздухе (подробнее см. приложение к работе 12.1).

Таким образом, фазовые скорости распространения компонент E_{\parallel} и E_{\perp} в пространстве между пластинами будут различны, что приводит к различию показателей преломления для этих волн (1, 2):

$$v_{\perp} = c; \quad v_{\parallel} = \frac{c}{\sqrt{1 - (\frac{\lambda}{2a})^2}}, \quad (1)$$

$$n_{\perp} = \frac{c}{v_{\perp}} = 1; \quad n_{\parallel} = \sqrt{\varepsilon} = \frac{c}{v_{\parallel}} = \sqrt{1 - (\frac{\lambda}{2a})^2}, \quad (2)$$

Здесь v и c – фазовая скорость в металлопластинчатом диэлектрике и в вакууме соответственно, n_{\perp} и n_{\parallel} – показатель преломления волн с перпендикулярной и параллельной ориентацией вектора E соответственно, λ – длина волны в свободном пространстве⁷, a – расстояние между пластинами диэлектрика (рис. 1).

В оптике анизотропных кристаллов волну, соответствующую компоненте E_{\perp} , принято называть *обыкновенной*, а волну, соответствующую E_{\parallel} , – *необыкновенной* (см. [2], § 3.2 "Распространение электромагнитной волны в анизотропной среде"). Таким образом, металлопластинчатая структура является аналогом одноосного анизотропного кристалла. Пластины из анизотропных кристаллов используются в классической оптике, в частности, в ка-

⁷ С высокой точностью можно считать, что фазовая скорость и длина волны в свободном пространстве равна фазовой скорости и длине волны в вакууме.

честве устройств, позволяющих поворачивать поляризацию падающего на них света. Аналогичной способностью обладают и пластинки из металлопластинчатых структур, с тем отличием, что они позволяют еще и легко подбирать нужный показатель преломления для необыкновенной волны за счет изменения расстояния между пластинками a (рис. 1 и формула 2).

3. Изменение поляризации волны анизотропной пластинкой

Рассмотрим преобразование волны анизотропной пластинкой толщиной d из металлопластинчатой структуры (рис. 1). Если на пластинку падает волна с линейной поляризацией, направленной под углом α к плоскости пластин, то вектор поляризации \mathbf{E} можно разложить на две компоненты E_{\parallel} и E_{\perp} . В воздухе перед входом в пластинку обе компоненты вектора синфазны, т.е. находятся в фазе друг с другом. Но поскольку скорость распространения этих компонент в пластинке различна, то для них будет различна оптическая толщина пластинки $L = nd$. Поэтому на выходе из пластинки обыкновенная и необыкновенная волна приобретут разность фаз

$$\Delta\varphi = k(n_{\perp} - n_{\parallel})d = \frac{2\pi}{\lambda}(1 - n_{\parallel})d. \quad (3)$$

Зная величину n_{\parallel} , можно определить, какой сдвиг фаз приобретут компоненты E_{\parallel} и E_{\perp} , пройдя пластинку толщиной в $\lambda/8$, $\lambda/4$, $\lambda/2$ и т.д. На выходе из пластинки в воздухе волна вновь становится чисто поперечной, но в общем случае приобретает *эллиптическую* поляризацию. В частном случае, когда модули компонентов разложения $|E_{\parallel}|$ и $|E_{\perp}|$ равны, а сдвиг фазы в фазовой пластинке составляет $\Delta\varphi = \pi/2$, на выходе из пластинки мы будем иметь излучение с *круговой* поляризацией.

Для применяемого в практикуме 3-сантиметрового излучения ($\lambda_0 = 3,2$ см) показатель преломления при расстоянии между пластинами $a = 2$ см равен $n_{\parallel} = 0,6$. В этом случае длины пластинок $\lambda/8$, $\lambda/4$, и $\lambda/2$ получаются слишком малы с точки зрения практической работы с ними. Легко сообразить, что результаты экспериментов не изменятся, если размер соответствующих пластинок увеличить на целое число длин волн, например, на λ . (Рассчитайте толщину пластинки d , соответствующую сдвигу фаз на $\Delta\varphi = 2\pi$).

2. Описание установки

Общая схема установки представлена на рис. 2.

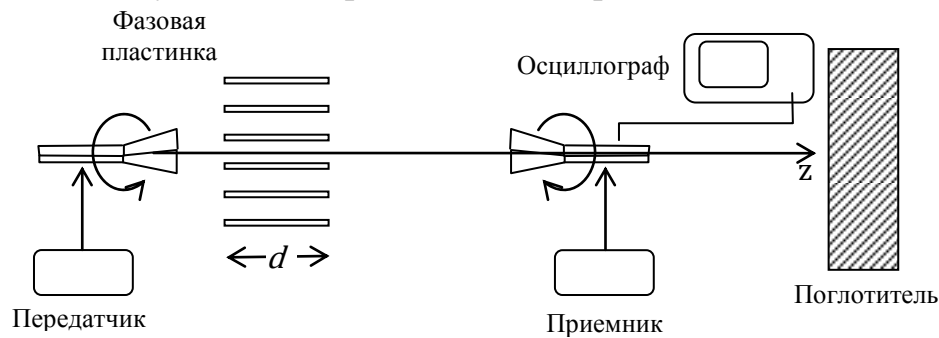


Рис. 2. Установка для исследования фазовых пластинок.

Рупор передающей антенны излучает линейно поляризованное излучение с плоскостью поляризации⁸, перпендикулярной широкой стенке волновода. Приемником служит аналогичный приемный рупор, сигнал которого передается на осциллограф. Передатчик может излучать либо "чистый" СВЧ сигнал, либо тот же сигнал, модулированный низкочастотным прямоугольным напряжением. Приемный и передающий рупоры могут вращаться вокруг оси z , меняя тем самым угол наклона плоскости поляризации. Поворачивая плоскость поляризации приемного рупора при неизменном положении плоскости поляризации передающего по максимуму сигнала приемника можно установить направление поляризации волны в пространстве. За приемником установлен поглотитель СВЧ сигнала, позволяющий избавиться от отраженной волны.

Задания

1. Измерение плоскости поляризации передающего луча. Удалите со столика фазовую пластинку и освоите метод определения направления плоскости поляризации излучения. Для этого при различных углах поворота плоскости поляризации передающего рупора ($\alpha = 0$ и $\alpha = 30^\circ$) измерьте зависимость интенсивности сигнала от угла поворота приемного рупора. По результатам эксперимента убедитесь, что плоскости поляризации приемного и передающего рупора совпадают, когда они разделены воздухом.

2. Установите плоскость поляризации передающего рупора под углом к вертикали $\alpha = 45^\circ$. Снимите зависимость показаний приемника от угла его поворота вокруг горизонтальной оси z .

3. Не меняя положения передающего рупора, поставьте между приемником и передающим рупором пластинку $d = \lambda/4$. Вновь снимите зависимость показаний приемника от угла его поворота вокруг горизонтальной оси z . Сравните обе диаграммы и убедитесь, что пластинка $\lambda/4$ превращает линейную поляризацию падающего излучения в круговую.

4. Установите плоскость поляризации передающего рупора под углом к

⁸ Напомним: плоскость поляризации – это плоскость, проведенная через вектор поляризации \mathbf{E} и волновой вектор \mathbf{k} (ось z).

вертикали $\alpha = 25-30^\circ$. Снимите зависимость показаний приемника от угла его поворота вокруг горизонтальной оси z (без фазовой пластинки).

5. Не меняя положения передающего рупора, поставьте между приемником и передатчиком пластинку $d = \lambda/2$. Снимите зависимость показаний приемника от угла его поворота вокруг горизонтальной оси z , и сравнивая полученный результат с результатом предыдущего пункта, убедитесь, что половинная пластинка, во-первых, поворачивает плоскость поляризации на такой же угол ($25-30^\circ$), симметричный относительно вертикальной оси. Во-вторых, сохраняет линейную поляризацию волны.

6. Прделайте то же упражнение с фазовой пластинкой, составленной из двух $d = \lambda/2 + \lambda/4$. Вывод о характере поляризации прошедшего излучения в этом случае сделайте самостоятельно.

Темы для курсовых работ

Тема 1. СВЧ-линзы на искусственных диэлектриках

Пояснения к теме.

1. *Теоретический* интерес представляет возможность осуществления

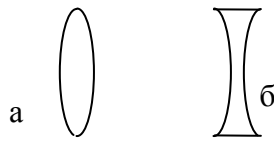


Рис. 1.К. Фокусирующая линза
а) стеклянная, б) из металлопла-
стинчатого диэлектрика.

линз на пластинчатых структурах, для которых показатель преломления $n < 1$ и поэтому линзы имеют "вывернутый" вид, как показано на рис. 1.К.

2. *Практический* интерес представляет возможность коррекции (фокусировки/расфокусировки) диаграммы направленности СВЧ рупоров. При этом соответствующая корректировка может быть проведена как цилиндрическими линзами (раздельно в плоскости Е и Н волны) так и сферическими (одновременно в плоскости Е и Н).

Предполагается, что расчет линз и их изготовление (из пенопласта с наклеенной на него алюминиевой фольгой) для курсовых работ студенты будут делать самостоятельно.

Тема 2. Оптические устройства на металлопластинчатых структурах

Пояснения к теме.

На диэлектриках с показателем преломления $n < 1$ можно осуществить практически любое оптическое устройство: линзы, призмы, в том числе двоякопреломляющие, четверть- и полуволновые пластинки, эффект просветления оптики и т.д. Поэтому в качестве возможных заданий для курсовой работы можно рекомендовать, например, следующие.

Задача 1. Исследование анизотропных свойств призмы из диэлектрика с $n < 1$. Измерение угла преломления необыкновенного луча.

Сравнение углов преломления призмы из диэлектриков с $n > 1$ и $n < 1$ показано на рис. 2.К, а на рис. 3.К приведены примеры различных призм.

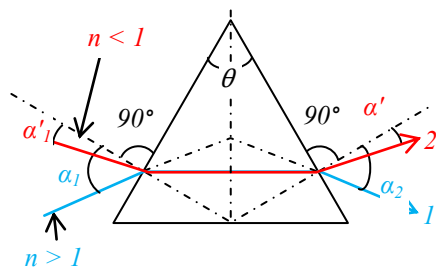


Рис. 2.К. Преломление в призме

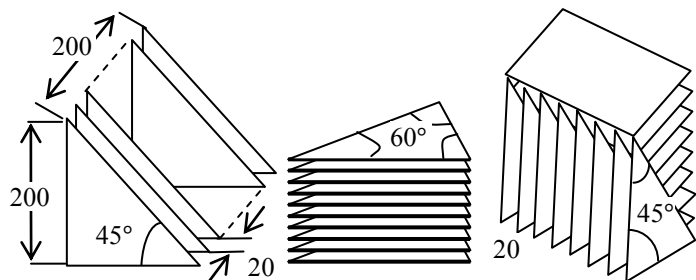


Рис. 3.К. Призмы из металлопластинчатого диэлектрика: прямоугольная, равносторонняя, Волластона.

Задача 2. Эффект просветления оптики на металлодиэлектриках.

Пояснение. Металлодиэлектрик – пенопластовый лист с наклеенными на него "диполями" (рис. 10) – представляет собой структуру, обладающую следующими свойствами. 1) Для поляризованной СВЧ волны он представляет пластину с заданным коэффициентом отражения и прохождения. 2) Коэффициенты отражения и прохождения зависят от угла между плоскостью поляризации луча и направлением диполей решетки. Такая пластина для 3-х сантиметрового излучения изображена на рис. 10.

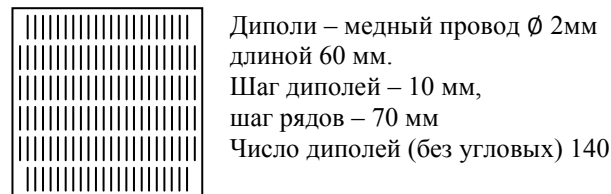


Рис. 10. Анизотропная решетка

Из трех таких пластин легко изготовить устройство, коэффициент отражения которого практически равен нулю, что и является задачей "просветления" оптики.

Тема 3. Вращение плоскости поляризации и преобразование линейно поляризованного излучения в излучение с эллиптической и круговой поляризацией.

Из металлопластинчатых структур легко изготавливается двоякопреломляющие пластинки (рис. 11).

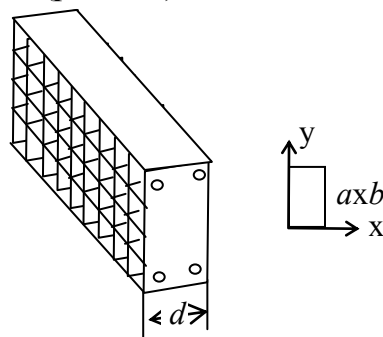


Рис. 11. Двоякопреломляющая пластинка

Коэффициенты преломления в плоскостях x и y такой пластинки определяются размерами ячейки a и b . Если на нее падает излучение с вектором поляризации, направленным под углом к осям x и y , то пластинка преобразует линейно поляризованное излучение в эллиптически поляризованное. В зависимости от размера d пластинки меняется эксцентриситет эллипса и при определенном d излучение приобретает круговую поляризацию.

Тема 4. Двойное лучепреломление**Пояснения к теме.**

1. Теоретический интерес представляет возможность моделирования на пластинчатых структурах как одноосных, так и двухосных искусственных анизотропных сред с регулируемой величиной угла расщепления луча.

2. В качестве практических заданий могут быть выбраны различные формы двоякопреломляющих устройств: параллелограммы, призмы, двоякопреломляющие пластинки и т.д.

3. Пример установки для исследования двойного лучепреломления приведен на рис. 12.

Двоякопреломляющая структура изготовлена из металлопластинчатого диэлектрика, обладающего оптической анизотропией. Она представляет собой половину цилиндрической линзы (рис. 4.К). Коэффициент преломления определяется расстоянием между пластинами.

Измерение угла преломления необыкновенного луча производится следующим образом.

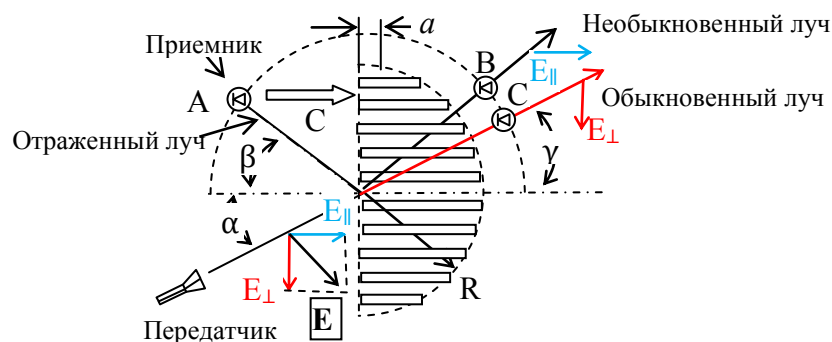


Рис. 4.К. Изучение двойного преломления

1) Установить полуцилиндрическую линзу из пластинчатой структуры с шагом $a = 20$ мм (рис. 12) таким образом, чтобы луч передатчика падал на нее под углом $\alpha \approx 20^\circ$. Передающий рупор повернуть вокруг горизонтальной оси так, чтобы вектор поляризации составлял 45° с плоскостью пластин.

2) Установить направление поляризации приемника перпендикулярным к плоскости пластин. Этому положению поляризации должен соответствовать *обыкновенный* луч. Как известно, обыкновенный луч распространяется в двоякопреломляющем кристалле не меняя своего направления. Убедиться, что обыкновенный луч является продолжением падающего, т.е. $\gamma = \alpha$ (рис. 6).

3) Установить направление поляризации приемника перпендикулярно предыдущему. Этому направлению соответствует поляризация *необыкновенного* луча. Поворачивая штангу приемника, как показано на рис. 4.К, найти угол преломления необыкновенного луча.

4) Поворачивая штангу приемника дальше, найти угол отражения и оценить коэффициент отражения пластинчатой структуры.

Литература

1. Смирных Л.Н. Методическое пособие по СВЧ оптике. Часть 1. НГУ, 2011 г.
2. Калитеевский Н.И. Волновая оптика. Учеб. Пособие для ун-тов. – М.: Высш. школа, 1978. – 383 с.

3. Бредов М.М., В.В. Румянцев, И.Н. Топтыгин. Классическая электродинамика. Учебное пособие. / Под ред. И.Н. Топтыгина. – СПб.: Изд. "Лань", 2003. – 400 с.
4. Григорьев А.Д. Электродинамика и техника СВЧ: Учеб. для вузов. – М.: Высш. шк.. 1990. – 335 с.
5. Молотков Н.Я. Радиоволны в демонстрационном эксперименте по оптике. Киев: Вища школа. Головное изд-во, 1981. 104 с.
6. Айзенберг Г.З. Антенны ультракоротких волн. – М.: Связьиздат, 1957. – 700 с.
7. Харвей А.Ф. Техника сверхвысоких частот. Пер. с англ. В.И.Сушкевича, т.1. – М.: "Советское радио", 1965. – 784 с.
8. Джексон Д. Д. Классическая электродинамика. М.: «Мир», 1965. 703 с.
9. Борн М., Э. Вольф. Основы оптики. – М.: Наука, 1970. – 856 с.
10. Тамм И.Е. Основы теории электричества. – М.: Наука, 1989. – 504 с.

Статьи в журналах.

1. Миллер М.А. Распространение электромагнитных волн над плоской поверхностью с анизотропными однородными граничными условиями. ДАН СССР, 1952, т. 87, №4, стр. 571.
2. Миллер М.А., Таланов В.И. Поверхностные электромагнитные волны, направляемые границей с малой кривизной. ЖТФ, 1956, т. 26, вып. 12, стр. 2755.
3. Сморгонский В.Я. Расчет фазовой и групповой скорости поверхностных волн. "Радиотехника", т.10, №5, стр. 25.
4. Барлоу. Поверхностные волны. "Радиотехника и электроника за рубежом". 1959, вып. 1 (49), стр.189-194.