Курсовая работа по теме:

«Изучение плоских диэлектрических волноводов

для ТЕ поляризации»

Москва 2007

Содержание:

1. Введение 3
2. Переменное электромагнитное поле в однородной среде или вакууме 4
3. Параметры среды 6
4. Граничные условия 6
5. Формулы Френеля 8
6. Отражательная и пропускательная способность. Угол Брюстера 9
7. Полное внутреннее отражение 11
8. Уравнения, описывающие распространение электромагнитных волн

в плоском оптическом волноводе 12

1. Дисперсионные уравнения трехслойного диэлектрического

волновода 18

1. Заключение 21
2. Список литературы 22

**Введение.**

В работе поставлены задачи изучения принципа работы тонких диэлектрических волноводов. Для этого нужно нарисовать картину распространения волн в волноводе. Но до этого нужно изучить сами электромагнитные волны, их свойства (т.е. поведение волн на границах раздела), частные случаи (такие как геометрическая оптика и уравнения Френеля). И затем уже приступить к рассмотрению вопроса распространения электромагнитных волн в тонком волноводе. Тонкопленочный волновод представляет собой нанесенную на подложку полоску тонкой пленки, показатель преломления которой больше показателя преломления подложки.

**Переменное электромагнитное поле.**

Запишем систему уравнений Максвелла для однородного поля или вакуума:

(1)



(2)



(3)



(4)



(5)



(6)



Если в пространстве отсутствуют токи и заряды, то уравнения

(1) и (2) переходят к виду:

и .



Теперь принимаем во внимание, что и - постоянные, полную систему можно записать так:



(7)



(8)



(9)



(10)



, (11,12)



Продифференцировав (7) по , имеем:



(13).



Учитывая второе уравнение, получаем:

(14)



Так как , то .



Отсюда имеем :

(15)



- это волновое уравнение, описывающее распространение волн со скоростью .



Решение этого уравнения записывается наиболее просто случае, когда зависит лишь от и .Тогда уравнение сводится к следующему:



сделаем замену переменных и , в соответствии с которой , получим:



(16).



Делаем вывод, что общее решение имеет вид:

, где и произвольные функции. Это суперпозиция двух возмущений, распространяющихся со скоростью .



Теперь учтем, что диэлектрическая и магнитная проницаемости – это комплексные величины:

(17)



(18)



значит и ,



где , - вектор плотности электрического тока , где - суммарная плотность объемного заряда в исследуемом объеме. Временную зависимость можно представить в виде экспоненты .Тогда дифференциальные уравнения для *E* и *H* примут вид:



или



, где - комплексная диэлектрическая проницаемость, учитывающая эффекты рассеяния.



Получили еще одно волновое уравнение, в скалярном виде. Его решение будет иметь вид: , где - комплексная постоянная распространения, а *k* – единичный вектор в направлении распространении волны. Действительная часть постоянной распространения представляет собой коэффициент поглощения по амплитуде, а мнимая часть – модуль волнового вектора .



В случае плоской волны векторы *E,H,k* ортогональны и отношение модулей векторов *E,H* : есть характеристический волновой импеданс.



**Параметры среды.**

При описании распространения волны в среде, кроме и часто используются другие параметры , например : - длина волны в вакууме, отличающаяся от - длины волны в среде. - показатель преломления в среде.



**Граничные условия.**

Исходя из условий Максвелла в интегральной форме, можно определить условия для векторов *E,D,H,B* на границе раздела двух сред, с разными и .



(19)



(20)



(21)



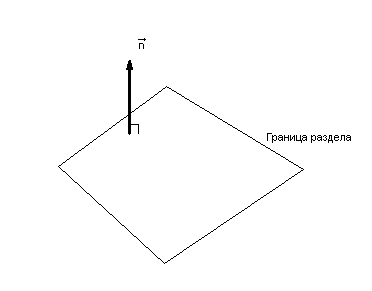
(22)



Где индексом *i* обозначены составляющие векторов, касательные к поверхности раздела двух сред 1 и 2. А индексом *n* – составляющие, нормальные к этой поверхности. Величина *J* – плотность поверхностных токов проводимости, а - плотность электрических зарядов, причем в тех случаях, которые мы будем рассматривать, они равны нулю. Эти же уравнения можно представить в векторной форме, если ввести в рассмотрение единичный вектор нормали к границе раздела.



Таким образом:



**Формулы Френеля.**

Пусть А – амплитуда электрического вектора поля падающей волны. Будем считать ее комплексной величиной с фазой , равной постоянной части аргумента волновой функции. Переменная ее часть имеет вид:



Теперь разложим вектор на параллельную и перпендикулярную составляющие:



Компоненты магнитного вектора получаются из соотношения



Отсюда



Граничные условия и требуют чтобы на границе тангенциальная составляющие векторов *E* и *H* были непрерывны. Следовательно, нужно потребовать выполнения следующих соотношений



Теперь можно получить важные соотношения (уравнения):

(23)



(24)



(25)



(26)



Решая эти уравнения, получаем уравнения Френеля:

(27)



(28)



(29)



(30)



где .



**Отражательная и пропускательная способность. Угол Брюстера**.

Рассмотрим теперь, как энергия поля падающей волны распределяется между двумя вторичными полями.

Интенсивность света при равна



Количество энергии в первичной волне, которое падает на поверхность раздела за одну секунду равно:



Соответственно для отраженной и преломленной волн:



Если и разделить на получатся отражательная и пропускательная способности соответственно.



Если же вектор E образует с плоскостью падения угол , то



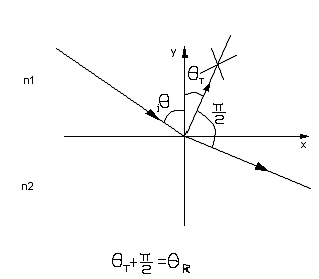
тогда



Замечаем, что в случае .



Угол в данном случае называется углом Брюстера. И если свет падает под углом Брюстера, то электрический вектор отраженной волны не имеет составляющей в плоскости падения.



**Полное внутренние отражение.**

При распространении света из более плотной оптической среды в менее. Т.е. когда



При условии, что угол падения превосходит критическое значение



определяющееся выражением .



Если , то , так что направление распространения света касательно к поверхности первого раздела. Если превышает 90, свет не входит во вторую среду. Весь свет отражается обратно в первую среду, и мы говорим о полном внутреннем отражении.



Но электромагнитное поле не равно нулю во второй среде, отсутствует лишь поток энергии через границу. Если в фазовом множителе прошедшей волны положим: и



то получим



Это выражение описывает неоднородную волну, которая распространяется вдоль поверхности раздела в плоскости падения и меняется экспоненциально с изменением расстояния от этой поверхности.

Зависимость амплитуды электрического вектора от угла падения, для двух случаев. Первый случай: падение из более плотной среды в менее плотную; второй случай: падение из менее плотной среды в более плотную.



Для случая n=1,6. Видно, что при 38 градусах (критический угол) энергия не проходит во вторую среду.



Для случая n=0.625. Отчетливо виден угол Брюстера(62 градуса). Из графика видно, что отсутствует R пар. Электрический вектор отраженной волны не имеет составляющей в плоскости падения.

**Уравнения, описывающие распространение электромагнитных**

**волн в плоском оптическом волноводе**.

В данной работе рассматривается ТЕ поляризацию. Ее отличие от ТМ заключается в том, что в ТЕ волнах электрический вектор лежит в плоскости падения.

В пассивных оптических волноводах отсутствуют сторонние токи и заряды, и уравнения Максвелла, как говорилось в начале, имеют нулевую правую часть. Считая, что электромагнитное поле изменяется во времени по гармоническому закону, т.е. , .



Уравнения Максвелла для комплексных амплитуд можно записать так:

(31)



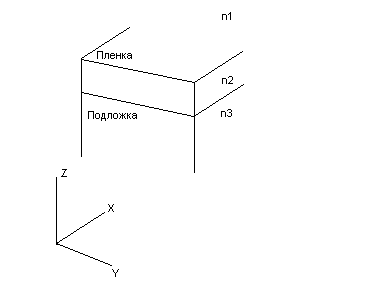
(32)



и абсолютные диэлектрические и магнитные проницаемости среды.



Рассмотрим плоский волновод.



Этот волновод образован плоской диэлектрической пленкой, она однородна в направлениях X и Y. В направлении Z волновод неоднороден. Если рассматривать ТЕ волны, то



.



Положим для определенности, что волна распространяется вдоль оси Y.

Получили соотношения, выражающие связь между E и H компонент:



В результате подстановки этих уравнений в



можно получить волновое уравнение для электрической компоненты поля:

(33). Получили уравнение описывающее распространение волн в оптическом волноводе. Это уравнение с разделяющимися переменными и его решение следует искать в виде произведения двух функций, одна из которых зависит только от y, а вторая только от z. Распределение амплитуды поля по координате x предполагается равномерным.



Т.е. можно записать:

, где , а



Поскольку левая и правая части выражения зависят от различных переменных, то равенство может соблюдаться только в том случае, когда каждая из частей равенства является константой. Пусть эта константа обозначена , получим:



, для i-ой среды (всего 3 среды)



Конкретный вид функции Y(y) определяется из этого уравнения с учетом граничных условий и описывает распределение амплитуд фаз в поперечном сечении волноводного слоя и прилегающих сред. Полный же вид решения определяется как произведение Y(y)Z(z) и с учетом временной зависимости имеет вид .



Таким образом, решение имеет вид гармонической волны, распространяющейся вдоль оси Y и имеющей амплитудное распределение Y(y) в направлении, поперечном по отношению к направлению распространения.

Итак, нужно найти граничные условия, удовлетворяющие уравнениям непрерывности касательных E и H составляющих компонент электромагнитного поля для ТЕ волн имеют вид:

при y=0



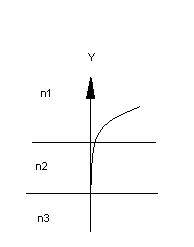
при y=-h .



Заметим, что условия непрерывности H-составляющих на границах раздела эквивалентны условиям непрерывности производных от распределения E-составляющих поля на границах раздела слоев 1 и 2, 2 и 3.Пусть в рассматриваемой системе из трех слоев выполняется необходимое условие существования волноводного режима, т.е. . Физически это означает, что волны, бегущие в слое 2 могут испытывать полное внутреннее отражение от границ со слоями 1 и 3. Для решения уравнений рассмотрим величину . Если величина окажется отрицательной, то решение представляет собой экспоненту с действительным показателем. Если же эта величина – положительна, то решение имеет осциллирующий характер и представляет собой гармоническую функцию или экспоненту с мнимым показателем. Рассмотрим свойства решений:



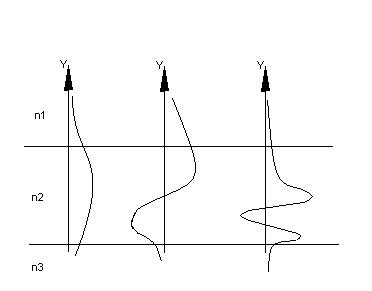
***Условие А.*** .



При этом заведомо выполняются условия и , и из уравнений (15-17) следует, что во всех трех областях. Очевидно, что является экспоненциальной функцией во всех трех областях. Учитывая необходимость непрерывности производной распределения поля на границах раздела между слоями, получим распределение поля, неограниченно возрастающее при удалении от границы между слоями волновода. Следовательно, решение, соответствующее области А, физически неосуществимо.



***Условие В.*** .

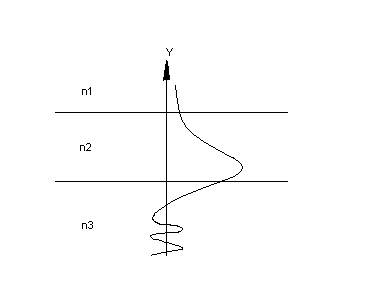


В области 2 решение может быть представлено в виде гармонической функции, поскольку , при этом распределение поля по координате у в сечении слоя 2 может иметь характер четной или нечетной функции.



В областях решение будет иметь вид экспонент с действительным показателем степени. Очевидно, что физически реализуемый случай соответствует экспонентам, спадающим при удалении от границы 1 в положительном направлении и от границы 3 в отрицательном направлении. Как видно, в этом случае максимальная напряженность поля наблюдается внутри центрального слоя волновода. Напряженность поля спадает при удалении от его границ, при этом основная доля энергии волны переносится в самом слое 2 и близлежащих областях обрамляющих слоев 1 и 3, без излучения в окружающее пространство. Такой режим называется волноводным, а центральный слой 2 часто называют несущим слоем волновода.

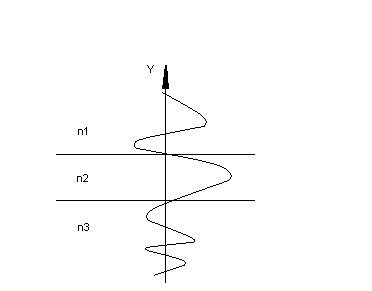
***Условие С.*** и, очевидно, .



Решение имеет экспоненциальный характер в области 1 и гармонический характер в областях 2 и 3. Поле является экспоненциально спадающим при удалении от границы в среде 1. появление осцилляции в среде 3 может быть интерпретировано как результат интерференции двух бегущих плоских электромагнитных волн: одной волны – излучаемой из волновода, другой, равной по амплитуде, набегающей на волновод из бесконечности. Предположение о существовании набегающей волны понадобилось здесь, чтобы сохранить стационарность задачи вдоль оси z, т.е. как бы скомпенсировать потери энергии на излучение , которое появляется при . Такие моды называют излучательными модами подложки.



***Условие D.*** .



Решение имеет синусоидальный характер для всех трех областей; имеет место излучение из волновода как в третью, так и в первую обрамляющие среды. Такие моды называют излучательными модами волновода.

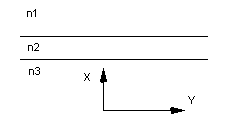
Основные результаты анализа. В системе, состоящей из трех диэлектрических слоев с показателями преломления n1, n2, n3 при условии n2>n1, n2>n3 возможно распространение волноводной волны вдоль слоя 2, при этом распределение электромагнитного поля в поперечном сечении имеет максимальное значение внутри центрального слоя 2 (возможно существование нескольких максимумов) и экспоненциально спадает при удалении от границ слоя 2 в направлении оси ОУ (или -ОУ). Волна с неоднородным распределением по координате у распространяется вдоль плоскости волновода и характеризуется постоянной распространения , при этом .



**Дисперсионные уравнения трехслойного диэлектрического**

**волновода.**

Рассмотрим трехслойный волновод.



Предположим, что он бесконечно протяженный, т.е. . Продольная составляющая для ТЕ волны. Если подставить эти выводы в соотношения, связывающие продольные и поперечные составляющие полей:



Получим следующие уравнения:

(33)



(34)



(35)



(36)



Отсюда видно, что для ТЕ волны, только компоненты отличны от нуля. В случае плоского волновода граничные условия таковы:



Найдем решение уравнений в виде:



где A, B, C, D, q, h, p – постоянные, которые нужно определить. Из граничных условий для получаем соотношения



Кроме того, величина должна удовлетворять волновому уравнению. Отсюда следует условие



, которое вместе с граничными условиями позволяет получить дополнительную систему уравнений



отсюда следует

, где m – индекс моды. Поскольку тангенс – функция периодическая с периодом π, то при данной толщине волновода будет существовать множество решений (мод) характеристического уравнения. Подставляя в волновое уравнение выражение для EY , получим дополнительное соотношение



Теперь для простоты будем считать, что среды не имеют потерь.

Придем тем самым к таким уравнениям

, ,



Подставив эти уравнения в характеристическое уравнение, получим дисперсионное уравнение для несимметричного волновода:

(37)



**Заключение.**

В начале работы была поставлена задача изучения тонкого диэлектрического волновода для ТЕ поляризации. Были рассмотрены уравнения Максвелла, которые используются для нахождения уравнений Френеля, и для описания распространения электромагнитной волны в волноводе. Были получены выражения для отражательной и пропускательной способности, а также рассмотрен частный случай геометрической оптики – угол Брюстера. Получено дисперсионное уравнение, которое показывает зависимость коэффициента замедления от показателя преломления и толщины волновода. Графики рассчитывались в программах Excel и MathCAD