



РЕКУРРЕНТНАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ МАТРИЦЫ ПЕРЕНОСА ЧИРПИНГОВОГО ЗЕРКАЛА

ЯКУШЕВ С.О., ШУЛИКА А.В., ЛЫСАК В.В.,
СУХОИВАНОВ И.А.

Рассматривается метод матрицы переноса применительно к чирпинговым зеркалам. Выводится формула для расчета общей матрицы переноса чирпингового зеркала. Данная формула позволяет записать выражение для комплексного коэффициента отражения чирпингового зеркала. Производится сравнительный анализ результатов расчета по новой формуле и традиционным способом, который показал хорошее совпадение результатов.

Введение

Чирпинговое зеркало (СМ – chirping mirrors) – это многослойная диэлектрическая структура, специальным образом сконструированная для компенсации дисперсии в системах генерации ультракоротких лазерных импульсов. Структура проектируется определенным образом, так чтобы создать контролируемую дисперсию групповой задержки и обеспечить высокий коэффициент отражения в заданной спектральной области. Это обуславливает важность этапа проектирования структуры, до стадии ее непосредственного изготовления. Метод связанных мод [1] дает хорошее приближение точной задачи для структур со слабой модуляцией показателя преломления типа волноводов [2, 3], волоконных решеток [4] и лазеров с распределенной обратной связью [5]. На базе уравнений связанных мод развиты аналитические методы, позволяющие проектировать различные типы структур и быстро вычислять их частотные характеристики. Однако для проектирования оптических фильтров и зеркал, состоящих из дискретных слоев с большой разностью показателей преломления (например, многослойных диэлектрических покрытий), применение этого метода проблематично, поскольку нарушается предположение малого возмущения в случае больших разностей показателя преломления. Поэтому проектирование тонкопленочных интерференционных покрытий осуществляют по методу матрицы переноса [6-8]. В результате проектирования приходят к стартовой структуре, к которой затем применяют различные алгоритмы численной оптимизации, чтобы добиться улучшения характеристик покрытия [8, 9].

Целью настоящей работы является создание точного и быстрого метода вычисления оптических характеристик произвольных чирпинговых зеркал.

Для достижения данной цели были решены следующие задачи:

- проанализирован метод матрицы переноса применительно к чирпинговым зеркалам;
- выведены рекуррентные соотношения, позволяющие рассчитывать матрицу переноса структуры;
- сделан сравнительный анализ результатов расчета характеристик чирпингового зеркала, полученных традиционным способом и на основе предложенного метода.

1. Теория матрицы переноса для чирпингового зеркала

Рассмотрим метод матрицы переноса применительно к чирпинговому зеркалу (подробное описание структуры можно найти, например, в [10, 11]). Как уже говорилось, чирпинговое зеркало – это многослойное диэлектрическое покрытие, а именно, последовательность слоев из двух чередующихся диэлектрических материалов. Типичный пример: пара TiO_2 и SiO_2 . Показатели преломления материалов $n(\text{TiO}_2) = 2,5$ и $n(\text{SiO}_2) = 1,5$ обозначаются соответственно как n_h и n_l . Толщины слоев TiO_2 и SiO_2 порядка сотни нанометров и обозначаются соответственно как d_h и d_l . Количество слоев обычно 30 – 40.

Схема такой структуры представлена на рис. 1.



Рис. 1. Схематическое изображение чирпингового зеркала при $\lambda_2 > \lambda_1$

Из рис.1 видно, что имеет место медленное увеличение периода структуры в сторону подложки. Период структуры дается как

$$\Lambda = d_{h,m} + d_{l,m}. \quad (1)$$

Здесь m – номер периода структуры или единичной ячейки, т.е. пары слоев с высоким и низким показателем преломления. Изменение периода структуры – это и есть чирпинг.

За счет этого достигается зависимость глубины проникновения от длины волны проникающего в структуру излучения. Соответственно достигается зависимость групповой задержки от длины, т.е. дисперсия групповой задержки. Возрастание групповой задержки с длиной волны дает отрицательную дисперсию. Отрицательная дисперсия компенсирует положительную дисперсию, возникающую в активной среде и других элементах лазерной системы. В результате

удается получить более короткие лазерные импульсы и уменьшить искажение их формы.

Рассмотрим одномерную модель структуры, представленной на рис. 1 [12, 13]. На рис. 2 изображен профиль показателя преломления для такой структуры.

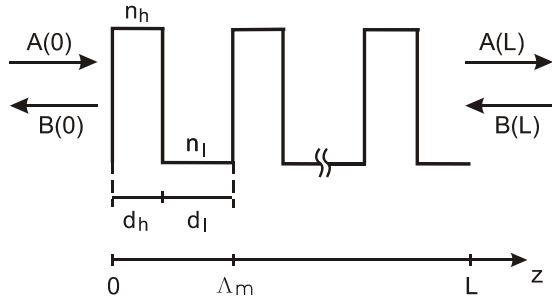


Рис. 2. Профиль показателя преломления и обозначения

Предполагается, что излучение падает перпендикулярно к слоям структуры и что структура свободна от поглощения. $A(z)$ и $B(z)$ – амплитуды право- и левонаправленных волн соответственно. Волны в начале ($z=0$) и ($z=L$) в конце структуры связаны следующим матричным уравнением:

$$\begin{pmatrix} A(0) \\ B(0) \end{pmatrix} = M(0,L) \begin{pmatrix} A(L) \\ B(L) \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где L – толщина структуры. Матрица переноса $M(0,L)$ содержит физические параметры слоев структуры и определяет амплитудный спектр отражения и фазовый сдвиг, вносимый структурой.

Она представляет собой произведение матриц для каждого отдельного периода Λ_m :

$$M(0,L) = \prod_{m=1}^{N-1} M(\Lambda_m, \Lambda_{m+1}), \quad (3)$$

здесь $M(\Lambda_m, \Lambda_{m+1})$ является матрицей переноса для отдельного периода структуры. Она связывает амплитуды волн в начале и конце каждого периода (рис. 3).

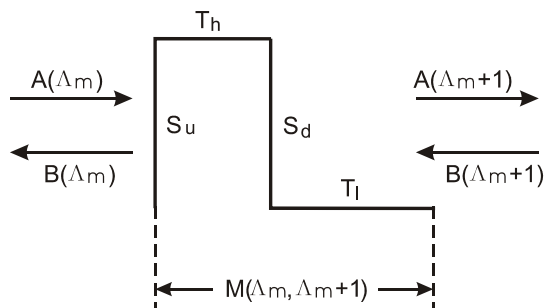


Рис. 3. Единичная ячейка периодической структуры

Матрица для единичной ячейки определяется в свою очередь как произведение матриц, описывающих распространение волн в каждом отдельном слое единичной ячейки структуры:

$$M(\Lambda_m, \Lambda_{m+1}) = T_{l,m} \cdot S_{u,m} \cdot T_{h,m} \cdot S_{d,m}, \quad (4)$$

где $T_{h,m}$ и $T_{l,m}$ – матрицы, описывающие распространение волны в слоях с высоким и низким показателями преломления соответственно для m -го периода; N – количество периодов; $S_{u,m}$ и $S_{d,m}$ – нормированные матрицы Френеля, описывающие переход от слоя с меньшим к слою с большим показателем преломления и от слоя с большим к слою с меньшим показателем преломления, соответственно:

$$T_{h,m} = \begin{pmatrix} e^{i\phi_{h,m}} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi_{h,m}} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

$$T_{l,m} = \begin{pmatrix} e^{i\phi_{l,m}} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi_{l,m}} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

$$S_{u,m} = \frac{1}{2\sqrt{n_{h,m}n_{l,m}}} \begin{pmatrix} n_{h,m} + n_{l,m} & n_{l,m} - n_{h,m} \\ n_{l,m} - n_{h,m} & n_{h,m} + n_{l,m} \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$S_{d,m} = \frac{1}{2\sqrt{n_{h,m}n_{l,m}}} \begin{pmatrix} n_{h,m} + n_{l,m} & n_{h,m} - n_{l,m} \\ n_{h,m} - n_{l,m} & n_{h,m} + n_{l,m} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где величины $\phi_{h,m}$ и $\phi_{l,m}$ определяются произведением вакуумного волнового числа k на оптическую толщину слоя nd :

$$\phi_{h,m} = kn_{h,m}d_{h,m}, \quad \phi_{l,m} = kn_{l,m}d_{l,m}. \quad (9)$$

Эти величины определяют сдвиг фазы в слое с высоким/низким показателем преломления соответственно.

Чирпинг периода структуры (1) создается модуляцией параметров каждой единичной ячейки структуры в соответствии с:

$$\begin{aligned} n_{h,m} &= n_l + (m/N)^{Onh} \cdot (n_h - n_l), \\ d_{h,m} &= (m/N)^{Odh} \frac{\lambda_B}{4n_h}, \\ n_{l,m} &= n_h - (m/N)^{Onl} \cdot (n_h - n_l), \\ d_{l,m} &= (m/N)^{Odl} \frac{\lambda_B}{4n_l}, \end{aligned} \quad (10)$$

здесь Onh, Onl – порядок чирпинга для показателей преломления n_h и n_l слоев; Odh, Odl – порядок чирпинга для толщин соответствующих слоев d_h и d_l .

Расчет структуры имеет своей целью вычисление комплексного коэффициента отражения структуры. Комплексный коэффициент отражения r_m периодической структуры для волны, падающей с левой стороны структуры, представляет собой отношение отраженной волны $B(0)$ к падающей волне $A(0)$ и записывается в виде:

$$r_m = \frac{B(0)}{A(0)} = \frac{M_{21}}{M_{11}} = \sqrt{R} e^{j\Phi}, \quad (11)$$

где M_{21} и M_{11} – элементы матрицы переноса (3), а R и Φ – амплитуда и фаза отражения соответственно.

Таким образом, задача сводится к расчету матрицы переноса (3). Расчет производят численно. Недостатком такого подхода является отсутствие конечной аналитической формулы, на основании которой можно было бы сделать анализ отражения в структуре, выяснить влияние различных параметров структуры на групповую задержку, в отличие от подхода связанных мод. Далее делается попытка получить конечную аналитическую формулу для расчета матрицы переноса (3).

2. Вывод рекуррентной формулы для расчета матрицы переноса структуры

Итак, задача состоит в том, чтобы получить выражение для общей матрицы N -го количества слоев чирпинговой структуры (3), обозначим ее как $M^{(N)}$.

Запишем матрицу переноса для единичной ячейки структуры (4) в явном виде, перемножив последовательно матрицы (5)-(8):

$$M(\Lambda_m, \Lambda_{m+1}) = \frac{1}{4n_{h,m}n_{l,m}} \times \left(\begin{array}{c} e^{i\phi_m} (n_{h,m} + n_{l,m})^2 - e^{-i\Delta\phi_m} (n_{h,m} - n_{l,m})^2 \\ -e^{i\Delta\phi_m} (n_{h,m}^2 - n_{l,m}^2) + e^{-i\phi_m} (n_{h,m}^2 - n_{l,m}^2) \end{array} \right) \times \left(\begin{array}{c} e^{i\phi_m} (n_{h,m}^2 - n_{l,m}^2) - e^{-i\Delta\phi_m} (n_{h,m}^2 - n_{l,m}^2) \\ -e^{i\Delta\phi_m} (n_{h,m} - n_{l,m})^2 + e^{-i\phi_m} (n_{h,m} + n_{l,m})^2 \end{array} \right), \quad (12)$$

здесь $\phi_m = \phi_{h,m} + \phi_{l,m}$ – полный фазовый сдвиг в единичной ячейке; $\Delta\phi_m = \phi_{h,m} - \phi_{l,m}$ – разность фазовых сдвигов в слоях с высоким и низким показателем преломления единичной ячейки.

Перепишем матрицу (12) следующим образом:

$$M = \frac{(n_{h,m} + n_{l,m})^2}{4n_{h,m}n_{l,m}} \cdot \begin{bmatrix} e1 & e2 \\ e3 & e4 \end{bmatrix}. \quad (13)$$

Элементы матрицы имеют вид:

$$\begin{aligned} e1 &= e^{i\phi_{l,m}} \cdot (e^{i\phi_{h,m}} - r_m^2 \cdot e^{-i\phi_{h,m}}), \\ e2 &= e^{i\phi_{l,m}} \cdot r_m (e^{i\phi_{h,m}} - e^{-i\phi_{h,m}}), \\ e3 &= e^{-i\phi_{l,m}} \cdot r_m (e^{-i\phi_{h,m}} - e^{i\phi_{h,m}}), \\ e4 &= e^{-i\phi_{l,m}} \cdot (e^{-i\phi_{h,m}} - r_m^2 \cdot e^{i\phi_{h,m}}), \end{aligned} \quad (14)$$

$$\text{где} \quad r_m = \frac{n_{h,m} - n_{l,m}}{n_{h,m} + n_{l,m}} \quad (15)$$

– Френелевский коэффициент отражения.

Для матрицы (13) чирпинг приводит к тому, что величины $\phi_{h,m}$ и $\phi_{l,m}$ являются функциями двух переменных от $n_{h,m}$, $d_{h,m}$ и $n_{l,m}$, $d_{l,m}$ соответственно.

Перепишем законы чирпинга (10) в таком виде:

$$\begin{aligned} n_h(n) &= n_l + (n/N)^{O_{nh}} \cdot (n_h - n_l), \\ n_l(n) &= n_h - (n/N)^{O_{nl}} \cdot (n_h - n_l), \\ d_h(n) &= (n/N)^{O_{dh}} \frac{\lambda_B}{4n_h}, \\ d_l(n) &= (n/N)^{O_{dl}} \frac{\lambda_B}{4n_l}. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь и далее величины, зависящие от n , обозначаются функциональной зависимостью $f(n)$, где $n = 1 \dots N$ – номер периода.

Тогда оптические фазы слоев с высоким и низким показателем преломления – $\phi_{h,m}$ и $\phi_{l,m}$ будут иметь вид:

$$F_1(n) = kn_1(n) \cdot d_1(n) = C1 \cdot n^{O_{dl}} - C2 \cdot n^{O_{nl} + O_{dl}}, \quad (17)$$

$$F_h(n) = kn_h(n) \cdot d_h(n) = C3 \cdot n^{O_{dh}} + C4 \cdot n^{O_{nh} + O_{dh}},$$

где

$$\begin{aligned} C1 &= \frac{k\lambda_B \cdot n_h}{4n_l N^{O_{dl}}}, \quad C2 = \frac{k\lambda_B (n_h - n_l)}{4n_l N^{O_{nl} + O_{dl}}}, \\ C3 &= \frac{k\lambda_B \cdot n_l}{4n_h N^{O_{dh}}}, \quad C4 = \frac{k\lambda_B (n_h - n_l)}{4n_h N^{O_{nh} + O_{dh}}}. \end{aligned} \quad (18)$$

Возвратимся к матрице (13), введем следующие обозначения:

$$\begin{aligned} (e^{iF_h(n)} - r(n)^2 e^{-iF_h(n)}) &= a(n), \\ r(n) \cdot (e^{iF_h(n)} - e^{-iF_h(n)}) &= b(n), \\ r(n) \cdot (e^{-iF_h(n)} - e^{iF_h(n)}) &= -b(n), \\ (e^{-iF_h(n)} - r(n)^2 e^{iF_h(n)}) &= c(n). \end{aligned} \quad (19)$$

Запишем теперь матрицу переноса для первого периода структуры:

$$M1 = \frac{(n_h(1) + n_l(1))^2}{4n_h(1) \cdot n_l(1)} \cdot \begin{bmatrix} a(1)e^{iF_1(1)} & b(1)e^{iF_1(1)} \\ -b(1)e^{-iF_1(1)} & c(1)e^{-iF_1(1)} \end{bmatrix}. \quad (20)$$

Аналогичным образом для второго периода:

$$M2 = \frac{(n_h(2) + n_l(2))^2}{4n_h(2) \cdot n_l(2)} \cdot \begin{bmatrix} a(2)e^{iF_1(2)} & b(2)e^{iF_1(2)} \\ -b(2)e^{-iF_1(2)} & c(2)e^{-iF_1(2)} \end{bmatrix}. \quad (21)$$

Произведение двух этих матриц даст общую матрицу для первых двух слоев $M^{(2)}$. Здесь и далее матрица для каждого отдельного слоя будет обозначаться буквой M со строчным индексом, а произведение матриц различного количества слоев – буквой M с верхним индексом в скобках. Представим матрицу $M1$ в виде:

$$M1 = M^{(1)} = \frac{eu^{(1)}}{ed^{(1)}} \cdot \begin{bmatrix} e1^{(1)} & e2^{(1)} \\ e3^{(1)} & e4^{(1)} \end{bmatrix}, \quad (22)$$

где

$$\begin{aligned} e1^{(1)} &= a(1) \cdot e^{iF_1(1)}, \\ e2^{(1)} &= b(1) \cdot e^{iF_1(1)}, \\ e3^{(1)} &= -b(1) \cdot e^{-iF_1(1)}, \\ e4^{(1)} &= c(1) \cdot e^{-iF_1(1)}, \\ eu^{(1)} &= (n_h(1) + n_l(1))^2, \\ ed^{(1)} &= 4n_h(1) \cdot n_l(1), \end{aligned} \quad (23)$$

здесь и далее верхний индекс (n) указывает на номер периода структуры, к которому относится соответствующая величина, записываемая в рекуррентной форме.

Тогда общая матрица для первых двух периодов примет вид:

$$\begin{aligned} M^{(2)} &= M^{(1)} \cdot M2 = \frac{eu^{(1)} \cdot (n_h(2) + n_l(2))^2}{ed^{(1)} \cdot 4n_h(2) \cdot n_l(2)} \times \\ &\times \begin{bmatrix} e1^{(1)} \cdot a(2)e^{iF_1(2)} - e2^{(1)} \cdot b(2)e^{-iF_1(2)} \\ e3^{(1)} \cdot a(2)e^{iF_1(2)} - e4^{(1)} \cdot b(2)e^{-iF_1(2)} \end{bmatrix} \times \\ &\times \begin{bmatrix} e1^{(1)} \cdot b(2)e^{iF_1(2)} + e2^{(1)} \cdot c(2)e^{-iF_1(2)} \\ e3^{(1)} \cdot b(2)e^{iF_1(2)} + e4^{(1)} \cdot c(2)e^{-iF_1(2)} \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (24)$$

Эту матрицу также можно представить в виде (22):

$$M^{(2)} = \frac{eu^{(2)}}{ed^{(2)}} \cdot \begin{bmatrix} e1^{(2)} & e2^{(2)} \\ e3^{(2)} & e4^{(2)} \end{bmatrix}, \quad (25)$$

при этом элементы матрицы $M^{(2)}$ выражаются через элементы предыдущей матрицы $M^{(1)}$:

$$\begin{aligned} e1^{(2)} &= e1^{(1)} \cdot a(2)e^{iF_1(2)} - e2^{(1)} \cdot b(2)e^{-iF_1(2)}, \\ e2^{(2)} &= e1^{(1)} \cdot b(2)e^{iF_1(2)} + e2^{(1)} \cdot c(2)e^{-iF_1(2)}, \\ e3^{(2)} &= e3^{(1)} \cdot a(2)e^{iF_1(2)} - e4^{(1)} \cdot b(2)e^{-iF_1(2)}, \\ e4^{(2)} &= e3^{(1)} \cdot b(2)e^{iF_1(2)} + e4^{(1)} \cdot c(2)e^{-iF_1(2)}, \\ eu^{(2)} &= eu^{(1)} \cdot (n_h(2) + n_l(2))^2, \\ ed^{(2)} &= ed^{(1)} \cdot 4n_h(2) \cdot n_l(2). \end{aligned} \quad (26)$$

Аналогичным образом найдем матрицу переноса для трех периодов структуры:

$$M^{(3)} = M^{(2)} \cdot M3 \quad (27)$$

соответственно и для всех последующих периодов структуры:

$$M^{(n)} = M^{(n-1)} \cdot Mn. \quad (28)$$

Таким образом, элементы матрицы переноса для n периодов структуры выражаются через элементы матрицы для $(n-1)$ периодов структуры и коэффициенты, зависящие от номера n текущего периода.

Общая матрица переноса для N -го количества слоев будет иметь следующий вид:

$$M^{(N)} = \frac{eu^{(N)}}{ed^{(N)}} \cdot \begin{bmatrix} e1^{(N)} & e2^{(N)} \\ e3^{(N)} & e4^{(N)} \end{bmatrix}, \quad (29)$$

где элементы матрицы вычисляются по следующим рекуррентным формулам:

$$\begin{aligned} e1^{(n)} &= e1^{(n-1)} \cdot a(n)e^{iF_1(n)} - e2^{(n-1)} \cdot b(n)e^{-iF_1(n)}, \\ e2^{(n)} &= e1^{(n-1)} \cdot b(n)e^{iF_1(n)} + e2^{(n-1)} \cdot c(n)e^{-iF_1(n)}, \\ e3^{(n)} &= e3^{(n-1)} \cdot a(n)e^{iF_1(n)} - e4^{(n-1)} \cdot b(n)e^{-iF_1(n)}, \\ e4^{(n)} &= e3^{(n-1)} \cdot b(n)e^{iF_1(n)} + e4^{(n-1)} \cdot c(n)e^{-iF_1(n)}, \\ eu^{(n)} &= eu^{(n-1)} \cdot (n_h(n) + n_l(n))^2, \\ ed^{(n)} &= ed^{(n-1)} \cdot 4n_h(n) \cdot n_l(n), \end{aligned} \quad (30)$$

начальные значения $e1^{(1)}, e2^{(1)}, e3^{(1)}, e4^{(1)}, eu^{(1)}, ed^{(1)}$ определяются как:

$$\begin{aligned} e1^{(1)} &= a(1) \cdot e^{iF_1(1)}, \\ e2^{(1)} &= b(1) \cdot e^{iF_1(1)}, \\ e3^{(1)} &= -b(1) \cdot e^{-iF_1(1)}, \\ e4^{(1)} &= c(1) \cdot e^{-iF_1(1)}, \\ eu^{(1)} &= (n_h(1) + n_l(1))^2, \\ ed^{(1)} &= 4n_h(1) \cdot n_l(1), \end{aligned} \quad (31)$$

коэффициенты, зависящие от номера n текущего периода:

$$\begin{aligned} a(n) &= (e^{iF_h(n)} - r(n))^2 e^{-iF_h(n)}, \\ b(n) &= r(n) \cdot (e^{iF_h(n)} - e^{-iF_h(n)}), \\ c(n) &= (e^{-iF_h(n)} - r(n))^2 e^{iF_h(n)}, \end{aligned} \quad (32)$$

$$r(n) = \frac{n_l - n_h + (n/N)^{Onh} (n_h - n_l) + (n/N)^{Onl} (n_h - n_l)}{n_l + n_h + (n/N)^{Onh} (n_h - n_l) - (n/N)^{Onl} (n_h - n_l)},$$

n принимает значения от 1 до N .

Такое представление матрицы переноса дает возможность сразу записать формулу для комплексного коэффициента отражения структуры (11) в виде:

$$r^{(n)} = \frac{e3^{(n)}}{e1^{(n)}} =$$

$$= \frac{e^{3(n-1)} \cdot a(n)e^{iF_1(n)} - e^{4(n-1)} \cdot b(n)e^{-iF_1(n)}}{e^{1(n-1)} \cdot a(n)e^{iF_1(n)} - e^{2(n-1)} \cdot b(n)e^{-iF_1(n)}} \cdot \quad (33)$$

Таким образом, мы получили формулу для общей матрицы переноса структуры $M^{(N)}$ в рекуррентной форме. Это позволило сразу записать выражение для комплексного коэффициента отражения структуры.

3. Сравнение результатов

Сделаем расчет характеристик чирпингового зеркала – амплитудной характеристики и групповой задержки. В первом случае будем использовать традиционный расчет матрицы по формулам (3),(4) путем последовательного перемножения матриц. В другом случае будем сразу рассчитывать коэффициент отражения по формуле (33). Возьмем типичные параметры структуры $n(\text{TiO}_2) = 2,5$; $d(\text{TiO}_2) = 80$ нм, $n(\text{SiO}_2) = 1,5$, $d(\text{SiO}_2) = 133$ нм. Количество периодов $N = 20$, чирпинг периода структуры будем производить по толщине слоя с низким показателем преломления, параметр чирпинга $O_{dl} = 1$.

Рис. 4 показывает коэффициент отражения зеркала вблизи длины волны 800 нм (это центр полосы усиления Ti:sapphire – активной среды современных фемтосекундных лазеров).

Пунктирной линией показана кривая, рассчитанная по первому способу, сплошной – кривая, рассчитанная по второму способу.

Рис. 5 показывает групповую задержку в чирпинговом зеркале. Пунктирной линией показана кривая, рассчитанная по первому способу, сплошной – кривая, рассчитанная по второму способу.

Как видно из рис. 4 и 5, кривые, рассчитанные различными способами, фактически совпадают, что свидетельствует о хорошем согласовании между двумя способами расчета.

Выводы

Создан точный и быстрый метод вычисления оптических характеристик произвольных чирпинговых зеркал, позволяющий точно вычислять комплексный коэффициент отражения.

Научная новизна данной работы состоит в том, что этот метод применим для структур с произвольным профилем показателя преломления. Сравнение результатов вычислений коэффициента отражения и групповой задержки, полученных традиционным способом и на основе предложенного метода, показало хорошее совпадение.

Простота алгоритма и высокая скорость вычислений позволяют быстро и качественно проводить оценку оптических свойств и параметров чирпинговых зеркал, что отражает практическую ценность полученных результатов.

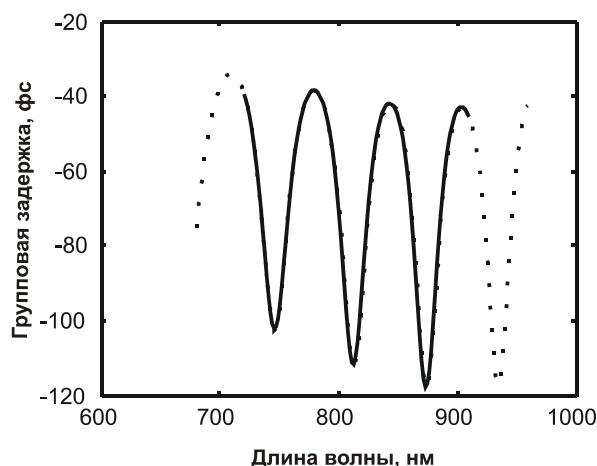


Рис. 4. Коэффициент отражения чирпингового зеркала

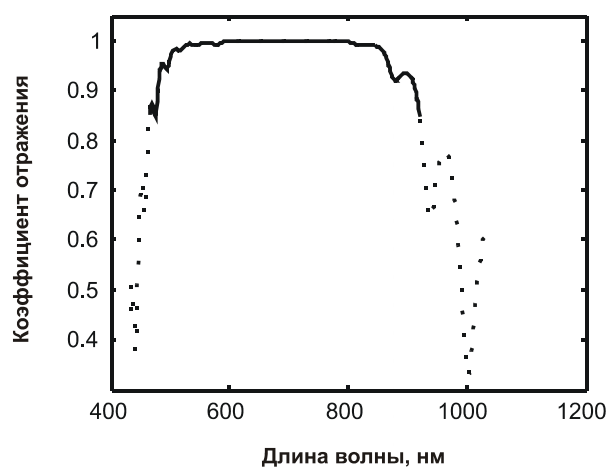


Рис. 5. Групповая задержка в чирпинговом зеркале

Литература: 1. *Ebeling K. J.* Integrated Optoelectronics: Waveguide optics, Photonics, Semiconductors, 2nd ed., Berlin, Germany: Springer-Verlag, 1993. 300 p. 2. *Pierce J.R.* Coupling of modes propagation // *J. Appl. Phys.* 1954. Vol. 25, no. 2. P. 179-183. 3. *Matshura M., Hill K.O. and Watanabe A.* Optical-waveguide filters: Synthesis, *J. Opt. Soc. Am.* 1975. Vol. 65, no. 7. P. 804-809. 4. *Ouellette F.* Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides, *Opt. Lett.* 1987. Vol. 12, no. 10. P. 847-849. 5. *Kogelnik H. and Shank C. V.* Coupled-wave theory of distributed feedback lasers, *J. Appl. Phys.* 1972. Vol. 43, no. 5. P. 2327-2335. 6. *Macleod H. A.* Thin-film optical filters, 2nd ed., Bristol: Adam Hilger Ltd., 1985. 350 p. 7. *Thelen A.* Design of Optical Interference Coatings, New York: McGraw-Hill, 1989. 254 p. 8. *Furman S. and Tikhonravov A. V.* Basics of Optics of Multilayer Systems, Gif-sur-Yvette Cedex, France: Editions Frontieres, 1992. 392 p. 9. *Press W. H., Teukolsky S. V., Vetterling W. T. and Flannery B. P.* Numerical Recipes in Fortran, 2nd ed., Cambridge, MA: University Press, 1994. 542 p. 10. *Szipucs R., Ferencz K., Spielmann C. and Krausz F.* Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers, *Opt. Lett.* 1994. Vol. 19. P. 201-203. 11. *Matuschek N., Kaertner F. X. and Keller U.* Theory of double-chirping mirrors // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics.* 1998. Vol. 4. No. 2. P. 197-208. 12. *Morgner U. Ell R., Schibli T.R., Wagenblast P., Kaertner F. X., Fujimoto J. G., Ippen E.P., Scheuer V., Angelow G., Tschudi T.* Double-chirped mirror pairs covering one octave

of bandwidth // Proceedings of International Conference CLEO'00. 2000, paper CMB2, P. 7. **13. Matuschek N., Körtner F. X and Keller U.** Exact coupled-mode theories for multilayer interference coatings with arbitrary strong index modulations" IEEE J. Quantum Electron. 1997. Vol. 33, no. 3: P.295-302.

Поступила в редколлегию 12.11.2005

Рецензент: д-р физ.-мат. наук, проф. Свич В.А.

Якушев Сергей Олегович, ст. ф-га ЭТ ХНУРЭ. Научные интересы: системы и методы формирования сверхкоротких импульсов и методы их моделирования; полупроводниковые оптические усилители сверхкоротких оптических импульсов. Увлечения: спорт. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр.Ленина, 14.

Шулика Алексей Владимирович, ассистент кафедры ФОЭТ ХНУРЭ. Научные интересы: физика низкоразмерных структур, эффекты переноса носителей заряда в низкоразмерных гетероструктурах, моделирование активных и пассивных фотонных компонентов. Увлечения: путешествия. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр.Ленина, 14, shulika@iee.org.

УДК621.396.2.:621.316.2

ОЦЕНИВАНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ КАНАЛА СВЯЗИ НА ОСНОВЕ СТАТИСТИК ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ

ТИХОНОВ В.А., САВЧЕНКО И.В.

Предлагается эффективный с точки зрения вычислительных затрат метод оценивания импульсной характеристики канала связи с использованием моментной функции третьего порядка. Проводится сравнение вычислительной сложности предложенного метода с методом, использующим для оценивания импульсной характеристики кумулянты четвертого порядка. Показывается, что при наличии гауссовых и негауссовых помех предлагаемый метод обеспечивает более высокую точность оценивания.

1. Введение

Межсимвольная интерференция (МСИ), возникающая при высокоскоростной передаче цифровых сигналов, является, наряду с узкополосными помехами от аналогичных цифровых систем, работающих по соседним жилам телефонного кабеля, основным фактором, снижающим достоверность при передаче информации в системах xDSL [1]. Оптимальный с точки зрения минимизации вероятности ошибки метод коррекции МСИ, основанный на правиле максимального правдоподобия, а также методы, использующие алгоритм Витерби для максимально-правдоподобного оценивания последовательностей [2-4], требуют оценивания импульсной характеристики канала связи.

Для этой цели можно использовать статистики высших порядков. Так, в [5] описан метод слепой идентификации путем оценивания импульсной характеристики канала по принимаемому сигналу с использованием кумулянтов четвертого порядка. В настоящей

Лысак Владимир Валерьевич, канд. физ.-мат. наук, ст. пр. кафедры ФОЭТ ХНУРЭ. Научные интересы: волоконно – оптические системы передачи данных, фотонные кристаллы, системы формирования сверхкоротких импульсов, методы моделирования динамического поведения полупроводниковых лазеров на основе наноразмерных структур. Студент, член IEEE LEOS с 2002 г. Увлечения: спорт, путешествия. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, lysak@kture.kharkov.ua.

Сухоivanов Игорь Александрович, д-р физ.-мат. наук, профессор кафедры ФОЭТ ХНУРЭ. Руководитель международной научно-учебной лаборатории «Фотоника». Почетный член и руководитель Украинского отделения общества лазерной и оптоэлектронной техники международного института инженеров электронной техники (IEEE LEOS). Научные интересы: волоконно-оптические технологии, полупроводниковые квантоворазмерные лазеры и усилители, фотонные кристаллы и методы их моделирования. Увлечения: путешествия. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр.Ленина, 14, i.sukhoivanov@iee.org.

работе предлагается использовать для оценивания импульсной характеристики моментную функцию третьего порядка. Такой подход позволяет повысить точность оценивания импульсной характеристики канала связи, а значит и эффективность подавления межсимвольной интерференции в присутствии аддитивных гауссовых и негауссовых помех. Предлагаемый метод имеет меньшую вычислительную сложность по сравнению с [5] при сохранении точности идентификации в присутствии гауссовых помех. Условием применения предлагаемого метода является негауссовость тестовых сигналов на входе $x[t]$ и выходе $y[t]$ канала связи, которые должны иметь отличную от нуля моментную функцию третьего порядка.

Целью исследования является разработка метода повышения точности оценивания импульсной характеристики канала связи при наличии гауссовых и негауссовых помех, снижение вычислительных затрат.

Задачами являются: обоснование возможности применения моментной функции третьего порядка для вычисления дискретной импульсной характеристики канала связи; получение выражения, связывающего моментную функцию третьего порядка с дискретной импульсной характеристикой; сравнение эффективности использования предложенного метода и метода, основанного на применении для оценивания импульсной характеристики кумулянта четвертого порядка.

2. Оценивание импульсной характеристики канала связи по кумулянтной функции четвертого порядка

Оценить характеристики канала связи по принимаемому сигналу можно, используя статистики высших порядков. В частности, импульсную характеристику линейной, не меняющейся во времени системы с