



## ИССЛЕДОВАНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ В ЧИРПИНГОВЫХ ЗЕРКАЛАХ ПРОИЗВОЛЬНОГО ПОРЯДКА

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

С помощью метода матрицы переноса исследуется отрицательная дисперсия в чирпинговых зеркалах произвольного (N-го) порядка. Проводится сравнительный анализ зеркал с чирпингом параметров единичной ячейки структуры (ширина и показатели преломления обоих слоев). Исследуется возможность подбора структур с различными параметрами дисперсии (ширина, глубина, расположение минимума дисперсии).

### Введение

Чирпинговые зеркала – это многослойные структуры с изменением тех или иных параметров каждого слоя по определенному закону. В отсутствие чирпинга, т. е. изменения параметров слоев чирпинговые зеркала представляют собой обычную решетку Брэгга. Закон изменения параметров слоев может быть различным – линейным, квадратичным, кубическим, в зависимости от коэффициента, называемого порядком чирпинга. Наличие чирпинга может создавать отрицательную дисперсию в рассматриваемой структуре, в отличие от брэгговской решетки.

Явление отрицательной дисперсии в чирпинговых зеркалах может быть использовано в технологии генерации лазерных импульсов с шириной импульса в единицы фемтосекунд ( $1 \text{ фс} = 10^{-15} \text{ с}$ ). Величина получаемой отрицательной дисперсии такова, что позволяет использовать чирпинговые зеркала без дополнительных призм.

Применение чирпинговых зеркал также выгодно для сжатия импульсов высокой энергии, так как они дают высокую отрицательную дисперсию в малом объеме материала и по направлению распространения импульса, в связи с чем удается избежать возникновения нелинейных эффектов при сжатии такого импульса.

В работе [2] для генерации импульсов менее 10 фс использовались зеркала чирпингом 2 – го порядка (DCM – double chirped mirrors), т.е. структуры, в которых изменение параметров слоев происходит по квадратичному закону. Последующее уменьшение импульса возможно за счет уменьшения оптического пути зеркал Брэгга. В [3, 4] представлена теория и аналитическая конструкция DCM, однако

в этих работах изменялась толщина только области с высоким показателем преломления. В работе [6] исследуется групповая задержка чирпинговых зеркал N – го порядка.

Целью данной работы является поиск комбинации параметров, описывающих чирпинговые зеркала произвольного порядка, которая позволит получить наименьшую дисперсию групповой задержки оптического сигнала при его отражении от таких зеркал. Для этого мы решаем задачу распространения оптического излучения в такой структуре, используя метод матрицы переноса.

### 1. Исходная теория

Дисперсия в периодической структуре, в том числе и в чирпинговых зеркалах, находится через коэффициент отражения структуры. Наиболее распространенным методом определения коэффициента отражения является метод матрицы переноса. В этом случае падающая волна A и отраженная волна B описываются выражением [4]:

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} A(z) \\ B(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -i\beta & -ik e^{-iKz} \\ ik e^{iKz} & i\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A(z) \\ B(z) \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где  $K = 2\pi/\Lambda$  – волновой вектор одного периода решетки Брэгга;  $\beta = kn_{\text{eff}}$  – эффективный волновой вектор периодической структуры;  $k = 2\pi/\lambda$  – волновой вектор распространения волны длиной  $\lambda$  в вакууме;  $n_{\text{eff}}$  – эффективный коэффициент преломления;  $K$  – коэффициент первого порядка ряда Ферми для одного периода решетки. Эффективный коэффициент преломления определяется из выражения [4]:

$$\Lambda n_{\text{eff}} = n_h d_h + n_l d_l, \quad (2)$$

здесь  $d_h$ ,  $d_l$  – толщины слоев с высоким и низким показателями преломления  $n_h$  и  $n_l$  соответственно.

Решение уравнений связанных мод между точками  $z = 0$  (начало структуры) и  $z = L$  (конец структуры) приводит к решению матрицы переноса для решетки Брэгга [5]:

$$\begin{pmatrix} A(0) \\ B(0) \end{pmatrix} = M(0, L) \begin{pmatrix} A(L) \\ B(L) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где  $L$  – толщина структуры; A и B – право- и левонаправленные волны соответственно. Схематически прямоугольный профиль коэффициента преломления периодической несимметричной структуры представлен на рис. 1.

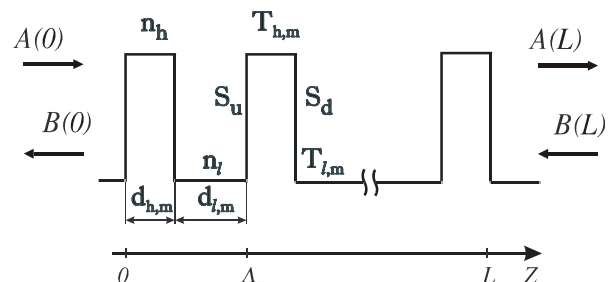


Рис. 1. Прямоугольный профиль коэффициента преломления периодической несимметричной структуры

Матрица переноса  $M$  представляет собой произведение матриц для каждого отдельного периода:

$$M(0, L) = \prod_{m=1}^{N-1} M(\Lambda_m, \Lambda_{m+1}), \quad (4)$$

$$M(\Lambda_m, \Lambda_{m+1}) = T_{l,m} \cdot S_{u,m} \cdot T_{h,m} \cdot S_{d,m}, \quad (5)$$

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:

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

$$T_{l,m} = \begin{pmatrix} e^{i\varphi_{l,m}} & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi_{l,m}} \end{pmatrix},$$

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

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

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

$$\varphi_{h,m} = kn_{h,m}d_{h,m}, \quad \varphi_{l,m} = kn_{l,m}d_{l,m}. \quad (8)$$

Чирпинг параметров ячейки производится по следующим законам:

$$n_{h,m} = n_l + \left(\frac{m}{N}\right)^{o_{nh}} \cdot (n_h - n_l),$$

$$d_{h,m} = \left(\frac{m}{N}\right)^{o_{dh}} \frac{\lambda_B}{4n_h} n_{l,m} = n_h - \left(\frac{m}{N}\right)^{o_{nl}} \cdot (n_h - n_l),$$

$$d_{l,m} = \left(\frac{m}{N}\right)^{o_{dl}} \frac{\lambda_B}{4n_l}. \quad (9)$$

Здесь  $o_{nh}, o_{nl}$  – порядок чирпинга для показателей преломления  $n_h$  и  $n_l$  слоев;  $o_{dh}, o_{dl}$  – порядок чирпинга для толщин соответствующих слоев.

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:

$$r_m = \frac{B(0)}{A(0)} = \frac{M_{21}}{M_{11}} = \sqrt{R} e^{j\Phi}, \quad (10)$$

где  $M_{21}$  и  $M_{11}$  – элементы матрицы переноса, а  $R$  и  $\Phi$  – амплитуда и фаза отражения соответственно.

Групповая задержка (GD - group delay) чирпинговых зеркал описывает дисперсию фазовой составляющей комплексного отражения и равна

$$GD(\lambda) = -\partial\Phi/\partial\lambda. \quad (11)$$

А дисперсия групповой задержки (GDD - group delay dispersion) определяется как:

$$GDD(\lambda) = \partial GD(\lambda)/\partial\lambda. \quad (12)$$

Для уменьшения ширины импульса необходимо получать структуры с отрицательным значением GDD, которые позволяют ускорять задний фронт импульса и тормозить передний.

## 2. Результаты численного расчета

Здесь представлены результаты расчета чирпинговой структуры [7]: материалы решетки [1]  $TiO_2$ , показатель преломления  $n_h = 2.5$ , толщина  $d_h = 80$  нм и  $SiO_2$ , показатель преломления  $n_l = 1.5$ , толщина  $d_l = 133$  нм. Длина волны Брэгга для такой структуры в отсутствие чирпинга может быть определена как  $\lambda_B = 2 \cdot (n_h d_h + n_l d_l)$  и составляет 800 нм. Она определяет середину диапазона длин волн, в котором коэффициент отражения структуры максимален. При наличии чирпинга в структуре середина данного диапазона смещается, однако указанную длину волны по-прежнему можно использовать для определения области максимального отражения структуры (рис. 2).

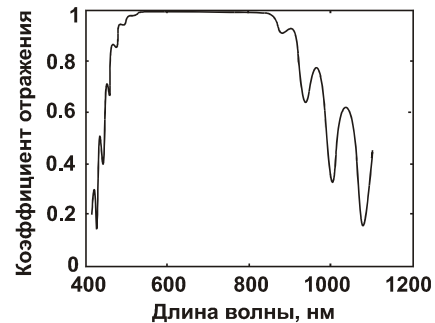


Рис. 2. Коэффициент отражения чирпингового зеркала

Расчет производился для структур с чирпингом по четырем параметрам единичной ячейки (9).

Полученные значения минимальной дисперсии вблизи  $\lambda_B$  ( $760 \text{ нм} < \lambda < 840 \text{ нм}$ ) для различных комбинаций порядков чирпинга, равного 1, приведены в таблице.

$o_{dh}$	$o_{dl}$	$o_{nh}$	$o_{nl}$	GDD, фс <sup>2</sup>	$\lambda$ , нм
0	0	0	0	-6	760
1	0	0	0	-12	812
0	1	0	0	-737	821
0	0	1	0	5	788
0	0	0	1	-166	761
1	1	0	0	-150	829
0	0	1	1	-208	800
1	1	1	1	-70	792
0	1	1	1	-503	825
1	0	1	1	-92	769
1	1	0	1	-8	808
1	1	1	0	-19	832

Исследование различных порядков чирпинга показало, что существует комбинация порядков, при которой достигается минимальная дисперсия на длине  $\lambda_B = 800$  нм волны для данного количества слоев  $N$  структуры. Это комбинация:

$$o_{nh} = 0, o_{nl} = 0, o_{dh} = 0, o_{dl} = n,$$

где  $n$  – положительное целое или дробное число, т.е. это структура, где чирпинг создан только для слоя с низким показателем преломления единичной ячейки. График зависимости  $GDD(\lambda)$  для случая  $o_{nh} = 0, o_{nl} = 0, o_{dh} = 0, o_{dl} = 1$ , при количестве слоев  $N=20$  структуры представлен на рис. 3.

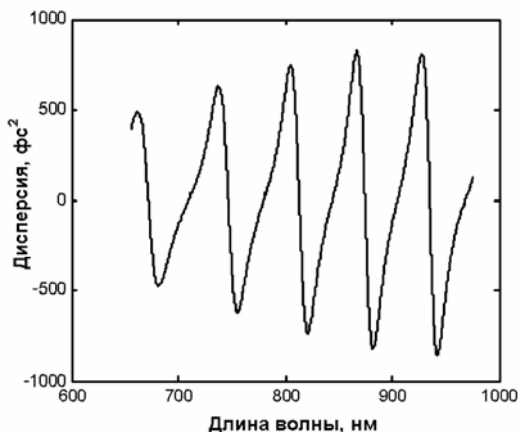


Рис. 3. Спектральная зависимость дисперсии групповой задержки

График показывает, что в область около  $\lambda_B$  ( $760 \text{ нм} < \lambda < 840 \text{ нм}$ ) попадает один из минимумов дисперсии, величина которого  $-737$ . Как видно из графика, распределение минимумов дисперсии носит достаточно периодический характер. При изменении числа слоев структуры  $N$ , как и при изменении порядка чирпинга по  $d_1$  (9), в область  $\lambda_B$  могут попадать различные минимумы. Это хорошо иллюстрирует рис. 4.

Из рис.4 видно, что увеличение  $N$  дает в основном увеличение глубины минимумов, однако при этом уменьшается их ширина. Изменение порядка чирпинга по  $d_1$  влияет на расположение по длине волны.

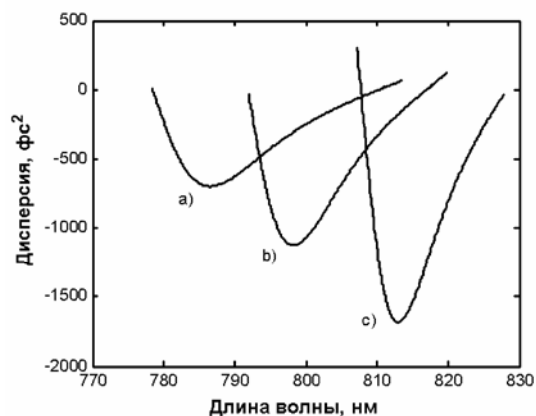


Рис.4. Минимумы дисперсии при разных  $N$  и  $o_{dl}$ : а –  $N=20, o_{dl} = 1.2$ ; б –  $N=25, o_{dl} = 1.1$ ; в –  $N=30, o_{dl} = 1$

Смещение минимумов по длине позволяет, во-первых, создавать структуры-максимумы отрицательной дисперсии, которые приходятся на различные длины волн. Во-вторых, это дает возможность контролировать «попадание» минимума дисперсии в область максимального коэффициента отражения зеркал.

Таким образом, поскольку в область 800 нм могут попадать различные минимумы, возможен подбор структур с различными параметрами дисперсии (ширина, глубина минимума, длина волны, на которой он расположен). Глубина минимума определяет значение дисперсии в структуре, т.е. степень сжатия импульса, отраженного от структуры, а ширина минимума определяет возможность сжатия импульса с той или иной длительностью: чем шире минимум дисперсии, тем более узкий импульс можно сжать с помощью данной структуры.

Подбор необходимого минимума требует исследования зависимостей дисперсии от параметров, влияющих на распределение минимумов. Для заданного количества слоев ( $N=20$ ) можно построить зависимость дисперсии от порядка чирпинга. График зависимости  $GDD$  в точке 800 нм от порядка чирпинга по  $d_1$  представлен на рис. 5.

По графику можно определить, что наименьший минимум дисперсии  $GDD(800)$  в диапазоне  $0 < o_{dl} < 4$  приходится на значение  $o_{dl} = 1.1200$  и составляет  $-708,9707$ . Приведенная зависимость показывает также, что минимумы низкого порядка  $o_{dl} < 2.5$  уже минимумов высокого порядка  $o_{dl} > 2.5$ . Следовательно, для того чтобы получить минимум дисперсии для низкого порядка чирпинга, необходимо строго придерживаться значения  $o_{dl}$ , т.е. точно соблюсти толщины всех слоев с меньшим показателем преломления –  $d_1$ , в то время как высокие порядки допускают некоторую погрешность. Однако при этом уменьшается глубина минимумов.

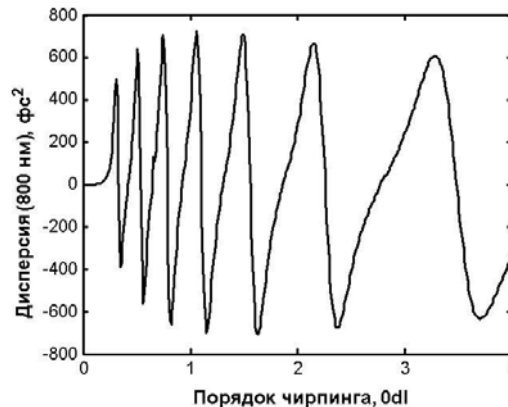


Рис. 5. Зависимость дисперсии в точке  $\lambda = 800$  нм от порядка чирпинга по толщине слоя с низким показателем преломления

Приведенная зависимость позволяет производить подбор структур с минимумами дисперсии, расположенными на длине волны 800 нм по порядку чирпинга  $o_{dl}$ . Подбор структур с минимумами,

расположенными на других длинах волн, иллюстрирует поверхность, представленная на рис. 6. При этом значительно увеличивается выбор возможных структур с различными минимумами дисперсии. Так, наименьший минимум в этом случае приходится на значение  $\lambda = 802.8$  нм при  $\sigma_{dl} = 1.1$ , величина которого составила  $-712,7426$ .

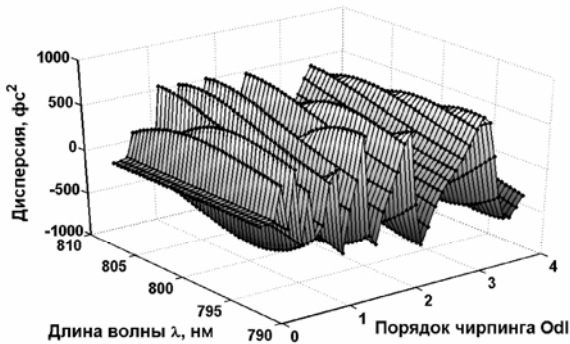


Рис. 6. Поверхность дисперсии в зависимости от длины волны и порядка чирпинга

Таким образом, расчет чирпинговых зеркал по методу матрицы переноса показал, что в этих структурах возможно получение сильной отрицательной дисперсии в зависимости от количества слоев:

- для  $N=20$  около  $-700$  фс<sup>2</sup>,
- для  $N=33-34$  около  $-2000$  фс<sup>2</sup>,
- для  $N=49-50$  около  $-4000$  фс<sup>2</sup>.

При этом характер зависимости дисперсии от длины волны позволяет осуществить подбор необходимого минимума дисперсии при изменении различных параметров: порядка чирпинга, длины волны, количества слоев структуры.

### 3. Матрица переноса для чирпинговой структуры

Рассмотрим возможность получения матрицы переноса (4) для чирпинговой структуры в аналитическом виде.

Следует сказать, что эта задача успешно решается для брэгговских зеркал [5], где удается получить приемлемый вид матрицы переноса. В случае чирпинговых зеркал задача усложняется. Это связано с тем, что в отличие от брэгговских зеркал приходится иметь дело с произведением  $N$  различных матриц (5) для каждого из  $N$  слоев структуры.

Таким образом, необходимо получить выражение для общей матрицы  $N$ -го количества слоев чирпинговой структуры –  $M^{(N)}$ .

Матрицу переноса для одного из слоев структуры можно записать в следующем виде [5]:

$$M1 = \frac{(n_h + n_l)^2}{4n_h n_l} \cdot \begin{bmatrix} e1 & e2 \\ e3 & e4 \end{bmatrix}, \quad (13)$$

элементы матрицы

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

где  $r = \frac{n_h - n_l}{n_h + n_l}$ , а  $\varphi_{h,m}, \varphi_{l,m}$  – определены в соответствии с (8).

Для матрицы  $M1$  чирпинг приводит к тому, что величины  $\varphi_{h,m}, \varphi_{l,m}$  являются функциями двух переменных от  $n_{h,m}, d_{h,m}$  и  $n_{l,m}, d_{l,m}$  соответственно.

Перепишем законы чирпинга (9) в таком виде:

$$d_h^{(n)} = n_l + \left(\frac{n}{N}\right)^{0nh} \cdot (n_h - n_l),$$

$$d_l^{(n)} = n_h - \left(\frac{n}{N}\right)^{0nl} \cdot (n_h - n_l),$$

$$d_h^{(n)} = \left(\frac{n}{N}\right)^{0dh} \frac{\lambda_B}{4n_h}, \quad d_l^{(n)} = \left(\frac{n}{N}\right)^{0dl} \frac{\lambda_B}{4n_l}.$$

А фазы слоев с высоким и низким коэффициентом преломления  $-\varphi_{h,m}, \varphi_{l,m}$  для удобства записи в последующих рекуррентных соотношениях в дальнейшем будут записываться как  $F_h^{(n)}, F_l^{(n)}$  соответственно. Здесь  $n=1N$  – текущий слой;  $(n)$  указывает на номер слоя, к которому относится соответствующий параметр  $n_h, n_l, d_h, d_l$ .

Рассмотрение частного случая  $o_{nh} = 0, o_{nl} = 0, o_{dh} = 0, o_{dl} = 1$  значительно упрощает задачу по поиску общей матрицы  $M^{(N)}$  структуры.

$$\text{Так, } n_h^{(n)} = n_h, n_l^{(n)} = n_l, d_h^{(n)} = d_h, d_l^{(n)} = \left(\frac{n}{N}\right) \cdot \frac{\lambda_B}{4n_l}.$$

Тогда имеем

$$F_h^{(n)} = kn_h d_h = \text{const}, \quad (14)$$

$$F_l^{(n)} = kn_l \cdot \frac{\lambda_B}{4n_l} \cdot \frac{n}{N} = \frac{k\lambda_B}{4N} \cdot n,$$

где  $F_l = \frac{k\lambda_B}{4N}$  не изменяется при переходе от слоя к слою.

Это упрощение позволяет записать общую матрицу переноса структуры в данном частном случае:

$$M^{(N)} = \left(\frac{(n_h + n_l)^2}{4n_h n_l}\right)^N \cdot \begin{bmatrix} e1^{(n)} & e2^{(n)} \\ e3^{(n)} & e4^{(n)} \end{bmatrix}, \quad (15)$$

где элементы вычисляются по следующим рекуррентным формулам:

$$\begin{aligned}
e1^{(n)} &= e1^{(n-1)} \cdot ae^{n \cdot iFl} - e2^{(n-1)} \cdot be^{-n \cdot iFl}, \\
e2^{(n)} &= e1^{(n-1)} \cdot be^{n \cdot iFl} + e2^{(n-1)} \cdot ce^{-n \cdot iFl}, \\
e3^{(n)} &= e3^{(n-1)} \cdot ae^{n \cdot iFl} - e4^{(n-1)} \cdot be^{-n \cdot iFl}, \\
e4^{(n)} &= e3^{(n-1)} \cdot be^{n \cdot iFl} + e4^{(n-1)} \cdot ce^{-n \cdot iFl},
\end{aligned} \quad (16)$$

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

$$\begin{aligned}
e1^{(1)} &= ae^{iFl}, \quad e2^{(1)} = be^{iFl}, \\
e3^{(1)} &= -be^{-iFl}, \quad e4^{(1)} = ce^{-iFl}.
\end{aligned}$$

Здесь  $(e^{iF_h^{(n)}} - r^2 e^{-iF_h^{(n)}}) = \text{const} = a$ ,

$$r \cdot (e^{iF_h^{(n)}} - e^{-iF_h^{(n)}}) = \text{const} = b,$$

$$r \cdot (e^{-iF_h^{(n)}} - e^{iF_h^{(n)}}) = \text{const} = -b,$$

$$(e^{-iF_h^{(n)}} - r^2 e^{iF_h^{(n)}}) = \text{const} = c, .$$

Такое представление матрицы переноса дает возможность записать сразу формулу для амплитуды отражения структуры (10):

$$r^{(n)} = \frac{e3^{(n)}}{e1^{(n)}} = \frac{e3^{(n-1)} \cdot ae^{n \cdot iFl} - e4^{(n-1)} \cdot be^{-n \cdot iFl}}{e1^{(n-1)} \cdot ae^{n \cdot iFl} - e2^{(n-1)} \cdot be^{-n \cdot iFl}},$$

через которую непосредственно определяется дисперсия.

Формула (15) дает представление о структуре матрицы переноса. Учитывая, что соотношения (16), по которым вычисляются элементы матрицы, являются рекуррентными, т.е. не содержат прямой функциональной зависимости, данная формула не может считаться окончательной. Однако ее получение является хорошим шагом для дальнейшей работы в этом направлении. Расчет дисперсии по формуле (15) проще и нагляднее, чем прямой расчет произведения матриц (формулы (4), (5)), и, кроме

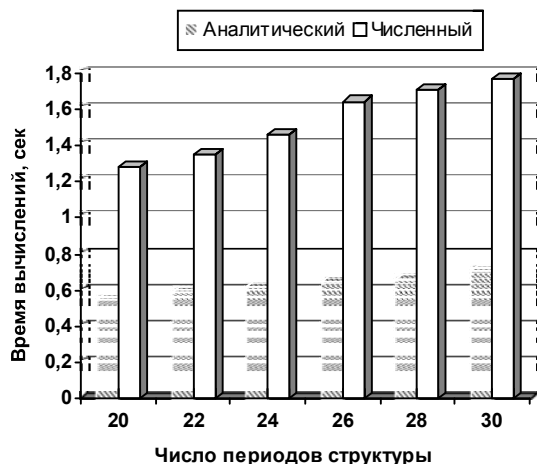


Рис. 7. Зависимость времени вычислений от количества слоев чирпиновой структуры

того, позволяет сократить временные затраты. Оценка выигрыша во времени составляет в среднем 2,4 раза. На рис. 7 представлена диаграмма временных затрат при численных расчетах и на основе выражения (15).

## Выводы

С помощью метода матрицы переноса проведено исследование отрицательной дисперсии в чирпинговых зеркалах произвольного порядка с изменением как высокого, так и низкого показателя преломления, а также толщины слоев с высоким и низким показателями преломления.

В результате исследований найдена новая комбинация порядков чирпинга, обеспечивающая наименьшую дисперсию, которая достигается в случае  $o_{nh} = 0, o_{nl} = 0, o_{dh} = 0, o_{dl} = n$  ( $n$  – положительное целое или дробное число). Зависимость дисперсии от длины волны носит в этом случае периодический характер, причем наблюдается смещение минимумов при изменении количества слоев структуры и порядка чирпинга  $o_{dl}$ . Это дает возможность производить подбор различных минимумов дисперсии.

Для рассмотренного случая получен аналитический вид матрицы переноса, что позволяет ускорить процесс вычислений в среднем в 2,4 раза и, одновременно, сохранить точность вычислений, получаемую на основе численных методов.

**Литература:** 1. *Kaertner F. X., Matuschek N., Schibli T. R., Keller U., Haus H.A., Heine C., Morf R., Scheuer V., Tilsch M., Tschudi T.* Design and fabrication of double-chirped mirrors // *Optics Letters*. 1997. Vol. 22, No. 11. P. 831-833. 2. *Shutter D. H., Jung I. D., Kaertner F. X., et al.* Self-starting 6.5-fs pulses from Ti:Sapphire laser using a semiconductor saturable absorber and double-chirped mirrors // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 1998. Vol. 4, No. 2. P. 169 – 177. 3. *Gale G. M., Hache F., Cavallari M* Broad-bandwidth parametric amplification in the visible: femtosecond experiments and simulation // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 1998. Vol. 4, No. 2. P. 224 – 229. 4. *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. 5. *Matuschek N., Kartner 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. March. P. 295-302. 6. *Lysak V. V., Sukhoivanov I. A. Petrov S. I.* Group delay investigation of the N-order chirping mirrors. // *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*. 2001. V. 4, N 4. P. 389-390. 7. *Lysak V.V., Sukhoivanov I.A., Yakushev S.O.* Investigation of negative dispersion extrema in chirping mirrors of arbitrary order of chirping // *Proceedings of International workshop on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling*. 2004, P. 239-241.

Поступила в редколлегию 02.12.2003

Рецензент: д-р физ.-мат. наук Дюбко С.Ф.

**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. Член IEEE LEOS с 2002 г. Увлечения: спорт, путешествия. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, lysak@kture.kharkov.ua.

**Сухоиванов 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, полупроводнико-

вые квантоворазмерные лазеры и усилители, фотонные кристаллы и методы их моделирования. Увлечения: путешествия. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр.Ленина, 14, i.sukhoivanov@ieee.org.

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

**Шулика Алексей Владимирович**, аспирант 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@ieee.org.

---

УДК 621.391, 681.327.12

## РАСПОЗНАВАНИЕ ФОНЕМ РЕЧИ

*ПРЕСНЯКОВ И.Н., ОМЕЛЬЧЕНКО С.В.*

Рассматриваются алгоритмы распознавания фонем речи на основе результата выбеливания решетчатых фильтров, коэффициентов отражения и логарифмов отношения площадей сечений голосового тракта. Синтез алгоритмов распознавания выполняется с применением различных алгоритмов оценивания признаков и различных решающих правил. Проводятся исследования алгоритмов распознавания фонем речи

### Введение

Распознавание речи необходимо для решения прикладных задач в связи. Так, в частности, для предоставления пользователю мобильной связи дополнительных услуг рационально перейти от клавишного к простому вводу путем побуквенного произнесения фонем. Поэтому актуальными остаются разработки алгоритмов распознавания речи, работа которых обеспечивает наилучшее соответствие результатов распознавания произнесенным фонемам и буквам. Система должна быть способна автоматически выявлять и корректировать азбучные (т. е. однобуквенные) аномалии при побуквенном произнесении фонем.

Для распознавания речи возможно использование ряда оценок параметров, включая спектральные оценки, измеряемые с помощью набора полосовых фильтров, соответствующих формантным частотам, а также характеристики кодирования на основе линейного предсказания. Такой ряд оценок параметров образован совокупностью измерений в разные моменты времени.

Каждый из приведенных выше наборов признаков обеспечивает хорошее кодирование свойств речи на коротких интервалах времени (отрезках речи), и

временные изменения этих характеристик можно, как правило, использовать при описании образа, предназначенного для сравнения с хранимыми эталонами.

Линейное предсказание на основе решетчатых (лестничных) фильтров является одним из наиболее эффективных методов анализа речевого сигнала. Этот метод становится доминирующим при оценках функций площадей сечений голосового тракта. Важность метода обусловлена высокой точностью получаемых оценок и относительной простотой вычислений. Представление коррелированных случайных сигналов моделями в виде решетчатых фильтров находит широкое практическое применение [4-6]. Так, решетчатые фильтры широко применяются для спектрального оценивания случайных сигналов, сегментации речи [4]. Особое практическое значение модели линейного предсказания имеют при создании эффективных алгоритмов распознавания речи на основе результата выбеливания решетчатых фильтров, коэффициентов отражения и логарифмов отношения площадей сечений голосового тракта.

*Целью* исследования является разработка алгоритмов автоматического распознавания фонем речи.

### 1. Математическая постановка задачи распознавания фонем

Полагается, что на вход системы распознавания поступает временная последовательность отсчетов речевого сигнала  $s(n)$ ,  $n = \overline{0, N-1}$ , взятых с интервалом дискретизации  $\Delta t$ .

Для создания алгоритмов распознавания важны априорные сведения о вводимых фонемах и буквах.

Эталоны фонем для каждого из дикторов заданы в виде классифицированных обучающих выборок.