

Широкополосные лазерные ИПФ с электрическим управлением

1. Теория и расчёт скорости перестройки ИПФ

Рассмотрим два типа электрооптических ИПФ при распространении светового луча под небольшим углом к оптической оси. Это направление будем характеризовать двумя углами: углом γ , который составляет волновая нормаль с осью Z , и углом ν , который составляет проекция волновой нормали на плоскость XY с осью X . Компоненты единичного вектора волновой нормали равны $\sin \gamma \cdot \cos \nu$, $\sin \gamma \cdot \sin \nu$ и $\cos \gamma$. Показатели преломления n для двух взаимно перпендикулярно поляризованных волн с этой волновой нормалью удовлетворяют уравнению волновых нормалей Френеля:

$$\frac{\sin^2 \gamma \cdot \cos^2 \nu}{\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_1^2}} + \frac{\sin^2 \gamma \cdot \sin^2 \nu}{\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_2^2}} + \frac{\cos^2 \gamma}{\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_3^2}} = 0, \quad (1)$$

где n – показатель преломления кристалла в направлении волнового вектора N с составляющими по главным осям N_1, N_2 и N_3 . Для одноосных кристаллов класса $\bar{4}2m$ (АДР, КДР, ДКДР и др.) $n_1 = n_2 = n_o$, $n_3 = n_e$, где n_o и n_e – обыкновенный и необыкновенный показатели преломления кристалла.

Рассмотрим распространение света в кристалле класса $\bar{4}2m$ в плоскости YZ под небольшим углом γ относительно оси Z . В этом случае угол $\nu = 90^\circ$. Электрическое поле приложено вдоль оси X . Уравнение эллипсоида показателей преломления для кристалла $\bar{4}2m$ при условии, что координатные оси X, Y, Z совпадают с кристаллографическими осями, может быть записано в виде:

$$\frac{1}{n_o^2} (X^2 + Y^2) + \frac{1}{n_e^2} Z^2 + 2r_{41} E_x YZ = 1, \quad (2)$$

где r_{41} – электрооптический коэффициент, описывающий изменение эллипсоида показателей преломления при наличии поля, перпендикулярного оптической оси.

Из уравнения (2) видно, что оси X и X' совпадают, а поворот осей эллипсоида происходит в плоскости YZ на угол ξ :

$$\xi = \frac{1}{2} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{r_{41} E_x}{\frac{1}{n_e^2} - \frac{1}{n_o^2}}. \quad (3)$$

Этот угол зависит от величины напряжённости поля и весьма мал (порядка нескольких минут).

Обратные показатели преломления теперь будут равны:

$$\frac{1}{n_x'^2} = \frac{1}{n_o^2}$$

$$\frac{1}{n_y'^2} = \frac{1}{n_o^2} \cos^2 \xi + \frac{1}{n_e^2} \sin^2 \xi + r_{41} E_x \sin 2\xi \quad (4)$$

$$\frac{1}{n_z'^2} = \frac{1}{n_o^2} \sin^2 \xi + \frac{1}{n_e^2} \cos^2 \xi - r_{41} E_x \sin 2\xi$$

Уравнение волновых нормалей Френеля (1) преобразуется к виду:

$$\frac{\sin^2 \gamma}{\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_o^2} \cos^2 \xi - \frac{1}{n_e^2} \sin^2 \xi - r_{41} E_x \sin 2\xi} + \frac{\cos^2 \gamma}{\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_o^2} \sin^2 \xi - \frac{1}{n_e^2} \cos^2 \xi + r_{41} E_x \sin 2\xi} = 0. \quad (5)$$

Решение уравнения (5) имеет вид:

$$\frac{1}{n^2} = \frac{1}{n_o^2} + r_{41} E_x \sin 2\xi \cos 2\gamma - \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 n_e^2} (\sin^2 \gamma + \sin 2\xi \cos 2\gamma). \quad (6)$$

Поскольку $\gamma \ll 1$ и $\xi \ll \gamma$, то уравнение (6) можно переписать так:

$$\frac{1}{n^2} = \frac{1}{n_o^2} + 2r_{41} E_x \xi - \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 n_e^2} \gamma^2. \quad (7)$$

Отсюда

$$n = n_o - n_o^3 r_{41} E_x \xi - \frac{n_o^2 - n_e^2}{2n_e^2} n_o \gamma^2. \quad (8)$$

Таким образом, в направлении волновой нормали $N_{\gamma, \xi}$ двулучепреломление кристалла равно:

$$\mu = n_o^3 r_{41} E_x \xi + \frac{(n_o^2 - n_e^2) n_o}{2n_e^2} \gamma^2. \quad (9)$$

Свет, линейно поляризованный под углом 45° к главным осям индикатрисы, проходя через кристалл, разлагается на два пучка, которые выходят из кристалла с определённой разностью фаз. Если теперь свет пропустить через анализатор, находящийся в параллельном с поляризатором положении, то две компоненты света будут интерферировать. Пропускание фильтра будет равно:

$$T = \cos^2 \left[\frac{\pi l}{\lambda} \left(\frac{n_o^2 - n_e^2}{2n_e^2} n_o \gamma^2 + n_o^3 r_{41} E_x \xi \right) \right]. \quad (10)$$

где l – длина кристалла, λ – длина волны света.

Максимумы пропускания фильтра для фиксированного поля соответствуют условию:

$$\left(\frac{n_o^2 - n_e^2}{2n_e^2} n_o \gamma^2 + n_o^3 r_{41} E_x \xi \right) l = N\lambda, \quad (11)$$

где N – целое число, не равное нулю.

Скорость электрооптической перестройки такого фильтра будет определяться следующей формулой:

$$\frac{d\lambda}{dU_x} = \frac{n_o^3 r_{41} \xi l}{N d}, \quad (12)$$

где U_x – напряжение, d – толщина кристалла в направлении поля.

Теперь рассмотрим случай распространения света в направлении волновой нормали $N_{\gamma, \nu}$ при воздействии на кристалл класса $\bar{4}2m$ электрического поля в направлении оптической оси Z . Под действием электрического поля эллипсоид показателей преломления поворачивается в плоскости XY на угол 45° . Обратные показатели преломления теперь будут равны:

$$\frac{1}{n_x'^2} = \frac{1}{n_o^2} - r_{63} E_z$$

$$\frac{1}{n_y'^2} = \frac{1}{n_o^2} + r_{63} E_z \quad (13)$$

$$\frac{1}{n_z'^2} = \frac{1}{n_e^2}$$

где r_{63} - электрооптический коэффициент, характеризующий изменение эллипсоида показателей преломления при наличии поля вдоль оптической оси кристалла.

Уравнение волновых нормалей Френеля (1) запишется теперь в виде:

$$\frac{\sin^2 \gamma \cos^2 v}{\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_o^2} + r_{63} E_z} + \frac{\sin^2 \gamma \sin^2 v}{\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_o^2} - r_{63} E_z} + \frac{\cos^2 \gamma}{\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_e^2}} = 0. \quad (14)$$

Решения уравнения (14) имеют следующий вид:

$$\frac{1}{n_1^2} = \frac{1}{n_o^2} + r_{63} E_z - b \gamma^2 \cos^2 v$$

$$\frac{1}{n_2^2} = \frac{1}{n_o^2} - r_{63} E_z - b \gamma^2 \sin^2 v \quad (15)$$

$$b = \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 n_e^2}.$$

Отсюда

$$n_1 = \frac{n_o}{\sqrt{1 + n_o^2 (r_{63} E_z - b \gamma^2 \cos^2 v)}} \cong n_o \left[1 - \frac{1}{2} n_o^2 (r_{63} E_z - b \gamma^2 \cos^2 v) \right]$$

$$n_2 = \frac{n_o}{\sqrt{1 - n_o^2 (r_{63} E_z + b \gamma^2 \sin^2 v)}} \cong n_o \left[1 + \frac{1}{2} n_o^2 (r_{63} E_z + b \gamma^2 \sin^2 v) \right] \quad (16)$$

В направлении волновой нормали $N_{\gamma, v}$ при $v = 45^\circ$ двулучепреломление кристалла равно:

$$\mu = n_o^3 r_{63} E_z + \frac{1}{2} n_o^3 b \gamma^2. \quad (17)$$

Если плоскости пропускания поляризатора и анализатора составляют угол 45° с наведёнными осями кристалла X' и Y' , то пропускание фильтра будет определяться следующей формулой:

$$T = \cos^2 \left[\frac{\pi l}{\lambda} \left(\frac{n_o^2 - n_e^2}{2 n_e^2} n_o \gamma^2 + n_o^3 r_{63} E_z \right) \right]. \quad (18)$$

Максимумы пропускания фильтра для фиксированного поля соответствуют условию:

$$\left(\frac{n_o^2 - n_e^2}{2 n_e^2} n_o \gamma^2 + n_o^3 r_{63} E_z \right) l = N \lambda. \quad (19)$$

Скорость электрооптической перестройки такого фильтра равна:

$$\frac{d\lambda}{dU_z} = \frac{n_o^3 r_{63}}{N}. \quad (20)$$

Как видно из формул (12) и (20), скорость электрооптической перестройки для обоих типов фильтров обратно пропорциональна порядку интерференции N . Поэтому с увеличением полосы пропускания фильтра (уменьшением N) скорость электрооптической перестройки тоже увеличивается.

В таблице 1 даны параметры кристаллов класса $\bar{4}2m$ и вычисленные по формулам (12) и (20) максимальные скорости электрооптической перестройки при $N=1$.

Таблица 1

Параметры и скорость перестройки	Кристалл			Примечание
	АДР	КДР	ДКДР	
n_o	1,53	1,51	1,51	1-2
n_e	1,48	1,47	1,47	1-2
$r_{41} 10^{12}$, м/В	25	8,6	8,7	1-2
$r_{63} 10^{12}$, м/В	5	9,9	25	1-2
$d\lambda/dU_x$, нм/кВ	0,28	0,035	0,035	1-6
$d\lambda/dU_z$, нм/кВ	17,9	34	86	1-6

Примечание: 1: $\lambda = 546$ нм; 2: $T=293^\circ\text{K}$; 3: $U=10$ кВ; 4: $d=1$ см; 5: $l=4$ см; 6: $N=1$.

Таким образом, если поле направлено вдоль оптической оси кристалла, а свет распространяется под небольшим углом (порядка нескольких градусов) к оптической оси в плоскости (110), то наибольшая скорость электрооптической перестройки полосы пропускания, равная 86 нм/кВ, будет у фильтра на основе кристалла ДКДР.

2. Экспериментальные исследования широкополосного ИПФ

Экспериментально исследовалась работа лазера на красителе родамин 6Ж с фильтром второго типа. Плоский резонатор лазера длиной 30 см образован глухим зеркалом с коэффициентом отражения 99,5% и выходным зеркалом с коэффициентом отражения 70%. Кювета диаметром 1,5 мм и длиной 120 мм с раствором родамина 6Ж в этаноле с концентрацией 5×10^{-5} М накачивалась двумя ксеноновыми лампами высокого давления, длительность импульса накачки равна 3 мкс. Превышение накачки над пороговой составляло ~ 10 раз. Фильтр помещался между кюветой и выходным зеркалом. Была получена плавная перестройка длины волны генерации лазера в пределах от 575 нм до 605 нм путём подачи напряжения на кристалл ДКДР $0^\circ - Z$ среза длиной 40 мм. Кристалл ДКДР наклонялся к направлению лазерного луча в плоскости (110), угол наклона изменялся в пределах $1 - 5^\circ$. Направление поля в кристалле – вдоль оптической оси кристалла. В качестве поляризатора использовалась стопа из двух пластин плавленого кварца, установленных под углом Брюстера к оси резонатора между кюветой и кристаллом ДКДР. Ширина линии генерации составляла не более 1 нм и в процессе перестройки длины волны не изменялась.

Когда лазер перестраивается внутрирезонаторным фильтром, генерация наблюдается на тех длинах волн, для которых произведение относительного усиления лазера $G(\lambda)$ и пропускания фильтра $T(\lambda)$ является максимальным ($G(\lambda)$ включает все зависимые от длины волны факторы, а именно, параметры жидкости, накачки и отражения зеркал). Так

как кривая $T(\lambda)$ имеет конечную ширину, максимум произведения $G(\lambda)T(\lambda)$ будет смещён от максимума кривой пропускания $T(\lambda)$ по направлению к максимуму кривой усиления $G(\lambda)$, причём смещение будет тем больше, чем круче наклон усиления $G(\lambda)$ и шире кривая пропускания $T(\lambda)$. Это приводит к большему уменьшению скорости электрооптической перестройки $d\lambda/dU_z$ в коротковолновой области спектра относительно максимума кривой усиления ($\lambda = 592$ нм) по сравнению с длинноволновой частью этой кривой. Различие в скорости электрооптической перестройки в перестраиваемой спектральной области может быть уменьшена сужением полосы пропускания фильтра. Однако при этом уменьшается и скорость перестройки. Экспериментальные данные скорости электрооптической перестройки фильтра второго типа хорошо совпали с расчётными величинами, вычисленными по формуле (20) для двух значений угла наклона кристалла ДКДР, равных $3,5^\circ$ и $4,8^\circ$, и соответствующих волновой разности хода 8 и 18.

Таким образом, экспериментальные исследования электрооптического ИПФ при распространении светового луча под небольшим углом к оптической оси показали, что при наклоне кристалла ДКДР в плоскости (110) и направлении поля вдоль оптической оси может быть получена эффективная перестройка длины волны излучения лазера со скоростью перестройки, превышающей скорость перестройки известных устройств.

3. Выводы

1. Теоретически исследованы два типа электрооптических интерференционно-поляризационных фильтров (ЭОИПФ) при распространении светового луча под небольшим углом к оптической оси. Показано, что при продольной геометрии поля в электрооптическом кристалле ДКДР может быть достигнута максимальная скорость перестройки, равная 86 нм/кВ.
2. Экспериментально показана перестройка длины волны излучения лазера на красителе родамин 6Ж в этаноле с ламповой накачкой в области 30 нм.