

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

**С.А. Алексеев, Н.П. Белов,  
Н.В. Матвеев,  
Ю.Т. Нагибин, В.Т. Прокопенко,  
Ю.Ю. Смирнов, В.А. Трофимов  
А.С. Шерстобитова, А.Д. Яськов**

**Методы управления параметрами  
световой волны. Конспект лекций**

**Учебное пособие**

Санкт-Петербург

 УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

2016

Алексеев С.А., Белов Н.П., Матвеев Н.В., Нагибин Ю.Т., Прокопенко В.Т., Смирнов Ю.Ю., Трофимов В.А., Шерстобитова А.С., Яськов А.Д., Методы управления параметрами световой волны. Конспект лекций. – СПб: Университет ИТМО, 2016. – 63 с.

Учебное пособие включает конспект лекций по одноименному курсу. Приводятся основные теоретические положения.

Учебное пособие предназначено для студентов ФЛиСИ, обучающихся по направлениям бакалавров: 12.03.05 «Лазерная техника и лазерные технологии», 16.03.01 «Техническая физика».

Рекомендовано к печати решением ученого Совета ФЛиСИ Университета ИТМО, протокол № 12 от 8 декабря 2015 г.

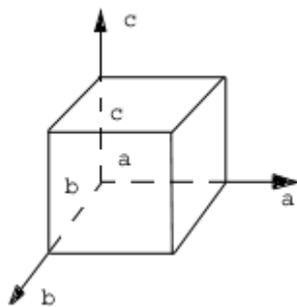


**Университет ИТМО** – ведущий вуз России в области информационных и фотонных технологий, один из немногих российских вузов, получивших в 2009 году статус национального исследовательского университета. С 2013 года Университет ИТМО – участник программы повышения конкурентоспособности российских университетов среди ведущих мировых научно-образовательных центров, известной как проект «5 в 100». Цель Университета ИТМО – становление исследовательского университета мирового уровня, предпринимательского по типу, ориентированного на интернационализацию всех направлений деятельности.

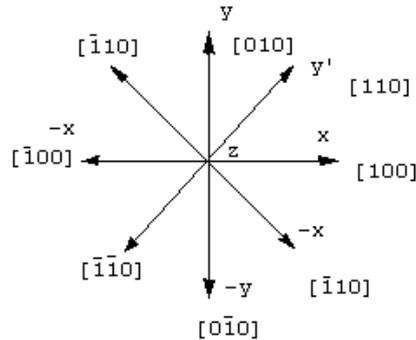
© Университет ИТМО, 2016

## 1. Электрооптический эффект в кристаллах

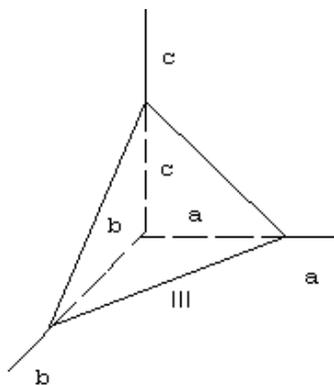
### 1.1 Кристаллографические и кристаллофизические координатные системы



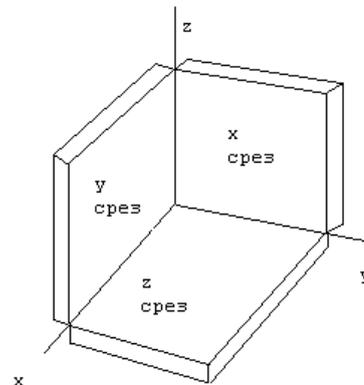
а) кристаллографические оси



б)



в) единичная плоскость  
 $h=k=l=1$



г)

Рисунок 1 Кристаллографические и кристаллофизические координатные системы

Идеальный кристалл геометрически характеризуется пространственной решёткой, определяемой элементарной ячейкой. Рёбра ячейки параллельны кристаллографическим осям  $a$ ,  $b$ ,  $c$  (рисунок 1), а их размеры являются единичными отрезками вдоль этих осей. Кристаллические системы различаются по наклону кристаллографических осей  $a$ ,  $b$ ,  $c$  друг к другу и по размерам рёбер элементарной ячейки, направленных вдоль этих осей (рисунок 1, в).

Положение единичных плоскостей или граней кристалла определяется величинами отрезков, отсекаемых ими на кристаллографических осях. Обозначим через  $a$ ,  $b$ ,  $c$  величины отрезков, отсекаемых плоскостями элементарной ячейки на соответствующих осях координат. В этом случае положение “единичной плоскости” обозначается как  $(111)$  (рисунок 1). Любая плоскость, проходящая через три точки с координатами  $a/h$ ,  $b/k$ ,  $c/l$ , где  $h$ ,  $k$ ,  $l$  – целые числа, включая нуль, параллельна плоской сетке решётки, следовательно, и геометрически возможной кристаллической грани. Числа  $h$ ,  $k$ ,  $l$ , называемые символами Мюллера, образуют символ кристаллографической плоскости, который заключается в скобки  $(h, k, l)$ . Индексы Мюллера обычно являются рациональными числами. Например, плоскости  $(001)$  и  $(001^*)$ , перпендикулярные оси  $c$ , расположены по разные стороны от начала координат и отсекают на осях отрезки  $c/l$ . Направление осей обозначается  $(001)$ ,  $(001^*)$  и т.д.

Для описания физических свойств кристаллов, а также для аналитического представления их точечных групп симметрии, в кристаллах выбираются ортогональные кристаллографические оси  $x_1$ ,  $x_2$ ,  $x_3$ . Существуют стандартные правила ориентирования этих осей. Часто в качестве кристаллографических осей пользуются прямоугольной системой координат  $x$ ,  $y$ ,  $z$ . Для рассматриваемых ниже кристаллов различных систем кристаллов графические оси  $a$ ,  $b$ ,  $c$  совпадают по направлению с кристаллофизическими  $x_1$ ,  $x_2$ ,  $x_3$  и  $x$ ,  $y$ ,  $z$ . Главная система координат - ее оси совпадают с осями оптической индикатрисы.

## 1.2 Оптические свойства кристаллов

Одной из характерных особенностей кристаллической среды является различие в величинах диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  для различных направлений. Диэлектрическая проницаемость кристалла в общем случае представляет собой симметричный тензор второго ранга и может (в главной системе координат) описываться матрицей:

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{pmatrix} \quad (1)$$

Матрица (1) связана с характеристической поверхностью второго порядка, представляющей собой эллипсоид общего вида:

$$x^2/\epsilon_{11} + y^2/\epsilon_{22} + z^2/\epsilon_{33} = 1 \quad (2)$$

С анизотропией диэлектрической проницаемости кристалла связаны анизотропия показателя преломления и различие фазовой скорости

распространения излучения в среде в зависимости от направления его распространения и ориентации плоскости поляризации излучения. Связь между диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_{ij}$ , показателем преломления  $n_{kp}$  и диэлектрической непроницаемостью  $a_{ij}$  можно представить в виде:

$$\epsilon_{ij} = n_{kp}^2 = 1/a_{ij} \quad (3)$$

Диэлектрическая непроницаемость  $a_{ij}$  называется иначе поляризационной константой. Уравнение (2) может быть выражено через поляризационные константы

$$a_{11}^0 x^2 + a_{22}^0 y^2 + a_{33}^0 z^2 = 1 \quad (4)$$

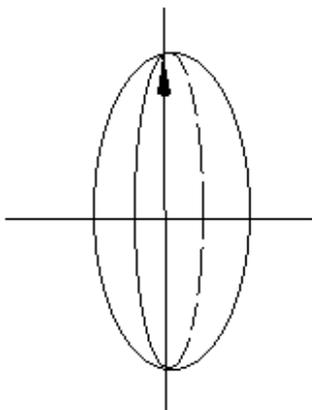
и через показатели преломления

$$\left(\frac{x}{n_x}\right)^2 + \left(\frac{y}{n_y}\right)^2 + \left(\frac{z}{n_z}\right)^2 = 1 \quad (5)$$

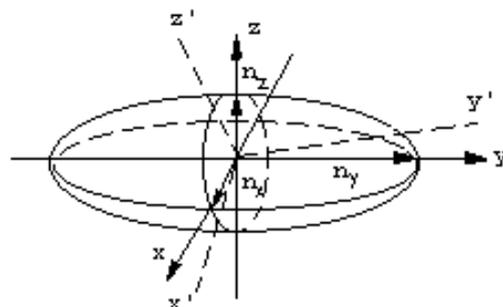
Индекс “0” у поляризационных констант в уравнении (4) говорит об отсутствии внешнего воздействия, приводящего к их изменению. Выражения для главных показателей преломления в данном случае совпадают с осями координат:

$$n_x = n_1 = n_{100}, \quad n_y = n_2 = n_{010}, \quad n_z = n_3 = n_{001} \quad (6)$$

Поверхность эллипсоида, описываемого уравнения (5), называется оптической индикатрисой (рисунок 2).



а) Положительный двухосный эллипсоид



б) Отрицательный одноосный эллипсоид

## Рисунок 2 оптическая индикатриса

Каждый радиус вектор оптической индикатрисы равен показателю преломления для тех лучей, колебания электрического вектора которых совершаются в направлении этого радиуса-вектора.

Эллипсоид в самом общем виде имеет два сечения в форме круга. Физически это означает равенство показателей преломления, а значит и фазовых скоростей распространения света в кристалле по двум направлениям, лежащим в плоскости кругового сечения эллипсоида. Линия, перпендикулярная круговому сечению эллипсоида показателей преломления, называется оптической осью кристалла. Оптическая ось кристалла не совпадает с обычной прямой линией в геометрии. Это не просто отдельная линия, это направление в кристалле.

Если на анизотропный кристалл направить пучок неполяризованного света, то он разделяется на два луча: обыкновенный (ординарный) и необыкновенный, параллельных падающему лучу и поляризованных по двум взаимно перпендикулярным направлениям. Исключением является луч, параллельный оптической оси, в этом случае деления не происходит. Электрический вектор обыкновенного луча направлен вдоль оптической оси, а необыкновенного - перпендикулярно оси. Показатель преломления обыкновенного луча обозначается  $n_0$ , необыкновенного  $n_e$ . Кристаллы, в которых происходит деление падающего светового луча на обыкновенный и необыкновенный лучи, называются двоякопреломляющими (двулучепреломляющими).

Наибольшее число круговых сечений эллипсоида равно двум. Кристаллы, обладающие двумя оптическими осями, называются двухосными. Для двухосного кристалла  $n_x \neq n_y \neq n_z$ . Если же два круговых сечения эллипсоида совпадают, что возможно, когда рассматриваемая поверхность является эллипсоидом вращения, обе оптические оси сливаются, такой кристалл называется одноосным. Для одноосного кристалла  $n_0 = n_x = n_y$ ,  $n_e = n_z$ , и уравнение (5) принимает вид:

$$(x^2 + y^2)/n_0^2 + z^2/n_e^2 = 1 \quad (7)$$

Различают кристаллы положительные и отрицательные: положительные кристаллы имеют вытянутые оптические индикатрисы, а отрицательные – сплюснутые (рисунок 2).

Показатели преломления, измеренные по координатным осям, совпадают с кристаллофизическими осями, называется главными показателями преломления. Главные показатели преломления  $n_x$ ,  $n_y$ ,  $n_z$  соответствуют обратным величинам главных скоростей  $v_a^*$ ,  $v_b^*$ ,  $v_c^*$  (в

относительных единицах) распространения излучения в данных направлениях.

Уравнение (5) через скорости может быть выражено:

$$v_a^{*2}x^2 + v_b^{*2}y^2 + v_c^{*2}z^2 = 1 \quad (8)$$

причем

$$v_a^* = v_a/c = 1/n_x = 1/n_1; v_b^* = v_b/c = 1/n_y = 1/n_2; v_c^* = v_c/c = 1/n_z = 1/n_3,$$

где  $v_a, v_b, v_c$  - скорости распространения излучения по осям  $a, b, c$ ;  
 $c$  - скорость распространения излучения в вакууме.

В произвольной системе координат  $x', y', z'$ , не совпадающей с осями оптической индикатрисы  $x, y, z$ , уравнение 4 имеет вид:

$$a_{11}^0 x^2 + a_{22}^0 y^2 + a_{33}^0 z^2 + 2a_{23}^0 yz + 2a_{31}^0 zx + 2a_{12}^0 xy = 1, \quad (9)$$

где  $a_{ij}^0$  – поляризационные константы в данной системе координат, связывающие главные скорости распространения излучения в кристалле  $v_a^*, v_b^*, v_c^*$  (или главные показатели преломления) с осями новой координатной системы.

Эти константы являются тензором второго ранга. Используя формулу преобразования компонент полярного тензора второго ранга при замене системы координат, можно установить связь поляризационных констант  $a_{ij}^0$  с величинами главных скоростей распространения излучения в уравнении (8).

$$a_{ij}^0 = c_{ik} c_{jk} a_{kk}^0 \quad (10)$$

В уравнении (10)  $c_{ik}$  и  $c_{jk}$  - направляющие косинусы углов между осями старой и новой систем координат, где  $c_{11} = \cos (xx')$ ,  $c_{21} = \cos (y'x)$  и т.д.

	x	y	z	
X'	C <sub>11</sub>	C <sub>12</sub>	C <sub>13</sub>	(11)
Y'	C <sub>21</sub>	C <sub>22</sub>	C <sub>23</sub>	
Z'	C <sub>31</sub>	C <sub>32</sub>	C <sub>33</sub>	

Выражения для поляризационных констант при замене в соотношении  $a_{kk}^0$  на соответствующее  $v_a^*, v_b^*, v_c^*$  можно представить в виде:

$$\begin{aligned}
a_{11}^0 &= c_{11}^2 u_a^{*2} + c_{21}^2 u_b^{*2} + c_{31}^2 u_c^{*2} \\
a_{22}^0 &= c_{12}^2 u_a^{*2} + c_{22}^2 u_b^{*2} + c_{32}^2 u_c^{*2} \\
a_{33}^0 &= c_{13}^2 u_a^{*2} + c_{23}^2 u_b^{*2} + c_{33}^2 u_c^{*2} \\
a_{23}^0 &= c_{12}c_{13}u_a^{*2} + c_{22}c_{23}u_b^{*2} + c_{32}c_{33}u_c^{*2} \\
a_{31}^0 &= c_{13}c_{11}u_a^{*2} + c_{23}c_{21}u_b^{*2} + c_{33}c_{31}u_c^{*2} \\
a_{12}^0 &= c_{11}c_{12}u_a^{*2} + c_{21}c_{22}u_b^{*2} + c_{31}c_{32}u_c^{*2}
\end{aligned} \tag{12}$$

### 1.3 Электрооптические эффекты

В ряде кристаллов наблюдается так называемый, электрооптический эффект, то есть изменение поляризационных констант (и соответственно показателей преломления) под воздействием электрического поля. При воздействии на кристалл электрического поля эллипсоид показателей преломления претерпевает изменения. Изменения показателей преломления кристалла принято определять через изменения поляризационных констант

$$\begin{aligned}
\Delta a_{11} &= a_{11} - a_{11}^0, \Delta a_{23} = a_{23} - a_{23}^0 \\
\Delta a_{22} &= a_{22} - a_{22}^0, \Delta a_{31} = a_{31} - a_{31}^0 \\
\Delta a_{33} &= a_{33} - a_{33}^0, \Delta a_{12} = a_{12} - a_{12}^0
\end{aligned} \tag{13}$$

где  $a_{ij}^0$  и  $a_{ij}$  – поляризационные константы без воздействия и при воздействии на кристалл внешнего электрического поля.

При воздействии электрического поля на кристалл, оси эллипсоида показателей преломления которого не совпадают с координатными, уравнение его новой оптической индикатрисы выводится из соотношения (9) и (13)

$$(a_{11}^0 + \Delta a_{11})x^2 + (a_{22}^0 + \Delta a_{22})y^2 + (a_{33}^0 + \Delta a_{33})z^2 + 2(a_{23}^0 + \Delta a_{23})yz + 2(a_{31}^0 + \Delta a_{31})zx + 2(a_{12}^0 + \Delta a_{12})xy = 1 \tag{14}$$

Если оси эллипсоида показателей преломления совпадают с координатными, то при воздействии электрического поля оптические свойства кристалла будут описываться уравнением

$$(a_{11}^0 + \Delta a_{11})x^2 + (a_{22}^0 + \Delta a_{22})y^2 + (a_{33}^0 + \Delta a_{33})z^2 + 2\Delta a_{23}yz + 2\Delta a_{31}zx + 2\Delta a_{12}xy = 1, \tag{15}$$

где  $a_{11}^0 = u_a^{*2} = 1/n_x^2$ ;  $a_{22}^0 = u_b^{*2} = 1/n_y^2$ ;  $a_{33}^0 = u_c^{*2} = 1/n_z^2$ .

Различают линейный и квадратичный электрооптические эффекты. Эффект Поккельса и эффект Керра. При линейном изменении поляризационных констант пропорционально первой степени напряженности воздействующего поля наблюдается эффект Поккельса.

Электрооптический коэффициент - характеристика электрооптических свойств материала.

$$\Delta a_{ij} = r_{ij} E_j \quad (i=1,2,\dots,6; j=1,2,3), \quad (16)$$

где  $E_j$  - напряженность электрического поля;  $r_{ij}$ - коэффициент (электрооптический модуль) линейного электрооптического эффекта.

При квадратичном электрооптическом эффекте изменение поляризационных констант пропорционально квадрату напряжённости, воздействующего электрического поля. Квадратичный электрооптический эффект называется эффектом Керра.

$$\Delta a_{ij} = R_{ijkl} E_k E_l \quad (17)$$

где  $R_{ijkl}$ - коэффициент (электрооптический модуль) квадратичного электрооптического эффекта.

Связь между изменением поляризационных констант  $\Delta a_{ij}$ , компонентами вектора электрического поля  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $E_z$  и электрооптическими модулями может быть задана в виде матричной таблицы:

	$E_x$	$E_y$	$E_z$
$\Delta a_{11}$	$R_{11}$	$R_{12}$	$R_{13}$
$\Delta a_{22}$	$R_{21}$	$R_{22}$	$r_{323}$
$\Delta a_{33}$	$R_{31}$	$R_{32}$	$R_{33}$
$\Delta a_{23}$	$R_{41}$	$R_{42}$	$R_{43}$
$\Delta a_{31}$	$R_{51}$	$R_{52}$	$R_{53}$
$\Delta a_{12}$	$R_{61}$	$R_{62}$	$R_{63}$

(18)

для квадратичного

	$E_x^2$	$E_y^2$	$E_z^2$	$E_y E_z$	$E_x E_z$	$E_x E_y$
$\Delta a_{11}$	$R_{11}$	$R_{12}$	$R_{13}$	$R_{14}$	$R_{15}$	$R_{16}$
$\Delta a_{22}$	$R_{21}$	$R_{22}$	$r_{323}$	$R_{24}$	$R_{25}$	$R_{26}$
$\Delta a_{33}$	$R_{31}$	$R_{32}$	$R_{33}$	$R_{34}$	$R_{35}$	$R_{36}$
$\Delta a_{23}$	$R_{41}$	$R_{42}$	$R_{43}$	$R_{44}$	$R_{45}$	$R_{46}$
$\Delta a_{31}$	$R_{51}$	$R_{52}$	$R_{53}$	$R_{54}$	$R_{55}$	$R_{56}$

$\Delta a_{12}$	$R_{61}$	$R_{62}$	$R_{63}$	$R_{64}$	$R_{65}$	$R_{66}$
-----------------	----------	----------	----------	----------	----------	----------

(19)

Максимально возможное число электрооптических модулей: 18 для линейного и 36 для квадратичного. Обычно большая часть этих модулей зависит от индивидуальных свойств кристаллов и неодинаково для различных кристаллографических классов.

Линейный электрооптический эффект существует только в кристаллах, обладающих пьезоэлектрическими свойствами. Получены синтетические кристаллы, обладающие высокими значениями электрооптического эффекта. Лучшими из них являются дигидрофосфат калия  $\text{KH}_2\text{PO}_4$ -KDP и дигидрофосфат аммония  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ -ADP.

Кристаллы KDP дороже, чем ADP, обладают большим электрооптическим эффектом, более тверды и поэтому допускают более точную обработку.

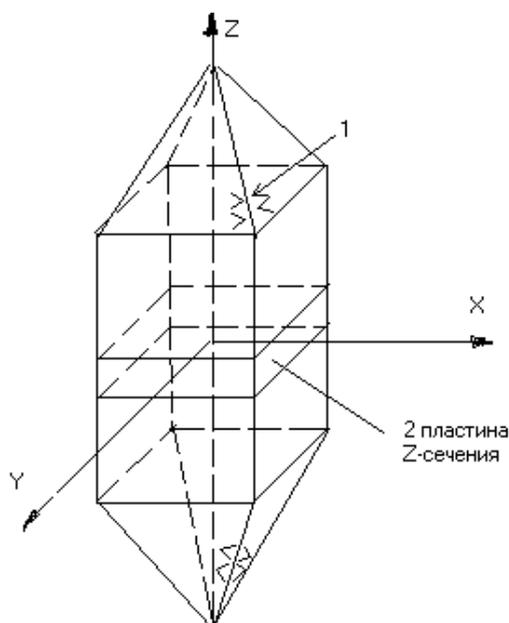


Рисунок 3 Форма кристаллов  $\text{XH}_2\text{PO}_4$  и направление кристаллографических осей

Электрооптический эффект полностью определён, если определены все электрооптические коэффициенты  $r_{ij}$  в матрице (18). В каждом конкретном случае ограничение на число отличных от нуля и независимых коэффициентов  $r_{ij}$  накладывает вид симметрии рассматриваемого кристалла. Симметрия кристалла характеризуется симметричными преобразованиями.

Симметричными преобразованиями называются операции, которые можно выполнить с кристаллом без изменения его внешнего вида и физических свойств.

Монокристаллы типа  $(X)H_2PO_4$  [ $X_1-K, X_2-NH_4$ ] представляют собой четырёхгранную призму с основаниями в виде четырёхгранных пирамид. Ось  $Z$  проходит через вершины пирамид. Оси  $X$  и  $Y$  направлены перпендикулярно граням призмы. Безразлично, какую из этих осей назвать осью  $X$ , и какую осью  $Y$ , так как свойства пластинок, вырезанных нормально к этим двум осям, одинаковы. Оси  $X$  и  $Y$  перпендикулярны друг другу и расположены перпендикулярно оси  $Z$ .

Симметричными преобразованиями кристаллов типа  $(X)H_2PO_4$  являются:

1-поворот на угол  $-(\pm\pi/2)$  вокруг оси  $Z$  с последующей инверсией вокруг центра;

2-поворот на угол  $-(\pm\pi)$  вокруг оси  $X$  или  $Y$ .

Такие кристаллы называются кристаллами тетрагонально-скаленоэндрического типа. Смысл симметричных преобразований заключается в том, что симметричные преобразования, произведённые в уравнении индикатрисы, сохраняют уравнение неизменным. Эти условия выполняются в том случае, если из 18 компонент тензора электрооптических коэффициентов  $r_{ij}$  не равны нулю лишь три:  $r_{52}=r_{41}$  и  $r_{63}$ .

Кристаллы рассматриваемого класса являются одноосными:  $a_{11}=a_{22}=(1/n_o^2)$ ;  $a_{30}=(n_e^2)$  – поляризационные константы. При наложении электрического поля уравнение индикатрисы для этих кристаллов имеет вид:

$$a_{11}(x^2+y^2)+a_{33}z^2+2r_{41}(E_xYZ+E_yZX)+2r_{63}E_zXY=1 \quad (20)$$

В этом уравнении два независимых электрооптических коэффициента  $r_{41}$  и  $r_{63}$  описывают изменения эллипсоида показателей преломления при наложении на кристалл электрического поля, причём  $r_{41}$  служит для описания эффекта при поле, параллельном оптической оси, а  $r_{63}$  – при поле, перпендикулярном к оптической оси. Под действием электрического поля все три оси новой оптической индикатрисы становятся неравными друг другу и не совпадают с кристаллографическими осями  $X$ ,  $Y$  и  $Z$ . В этом случае кристалл становится двуосным.

Рассмотрим случай, когда электрическое поле направлено вдоль оси  $OZ$ , совпадающей с оптической осью кристалла, то есть

$E_x=E_y=0$ ;  $E_z=E$  ← внешнее электрическое поле. Получим:

$$a_{11}(x^2+y^2)+a_{33}z^2+2r_{63}E_{xy}=1 \quad (21)$$

Переходя к системе координат  $X'Y'Z'$ , повёрнутой вокруг оси  $OZ$  на  $45^\circ$  относительно исходной, получим:

$$(a_{11}-r_{63}E)x'^2+(a_{11}+r_{63}E)y'^2+a_{33}z^2=1 \quad (22)$$

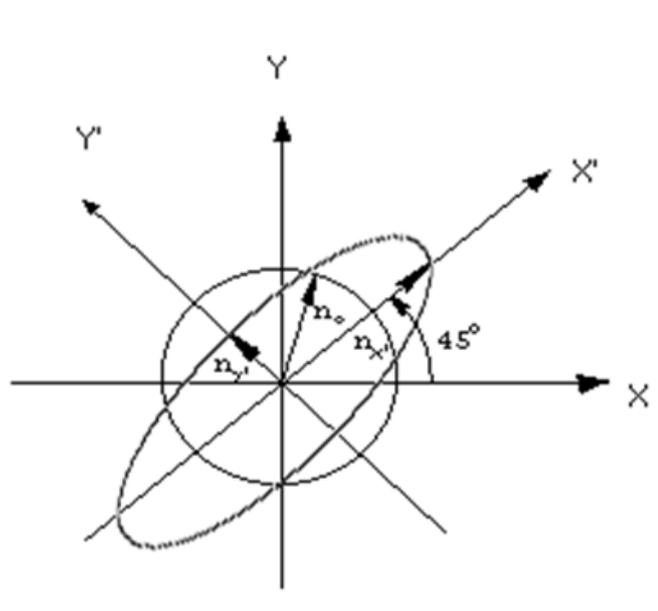


Рисунок 4 Сечение оптической индикатрисы плоскостью  $Z=0$ .

При отсутствии электрического поля сечение оптической индикатрисы плоскостью  $z=0$  представляло собой окружность. Наложение поля деформирует этот круг в эллипс с главными осями  $OX'$  и  $OY'$ , составляющими угол  $45^\circ$  с осями  $OX$  и  $OY$  (рисунок 4). Этот угол не зависит от величины приложенного электрического поля. Показатели преломления вдоль новых осей  $OX'$  и  $OY'$  теперь зависят от напряжённости электрического поля  $E$ :

$$N_x'=(a_{11}-r_{63}E)^{-1/2} \approx n_0+0.5n_0^3r_{63}E \quad (23)$$

$$N_y'=(a_{11}+r_{63}E)^{-1/2} \approx n_0-0.5n_0^3r_{63}E$$

Если свет распространяется вдоль оси  $OZ$  (продольный электрооптический эффект), то скорости световой волны, поляризованной вдоль  $OX'$  или  $OY'$ , соответственно равны:

$$V_x'=c/(n_0+0.5n_0^3r_{63}E) \quad (24)$$

$$V_y'=c/(n_0-0.5n_0^3r_{63}E)$$

Таким образом, можно осуществить фазовую модуляцию, так как фазовые скорости света  $V_x'$  и  $V_y'$  являются функциями напряжённости поля.

Световой сигнал, поляризованный по оси  $OX'$ , пройдя путь  $l$  вдоль оптической оси кристалла, приобретает фазовую задержку  $\delta$ , зависящую от напряженности приложенного поля:

$$\delta = 2\pi(n_x \cdot n_0)l/\lambda = \pi n_0^3 r_{63} E l / \lambda \quad (U = E l) \quad (25)$$

Так как поле в кристалле приложено вдоль оси  $OZ$  и свет проходит путь  $l$  в этом же направлении, то произведение  $E l$  представляет собой напряжение  $U$ , приложенное к кристаллу. Поэтому, в данном случае  $\delta$  не зависит от длины кристалла, а лишь от приложенного напряжения.

Если падающий на кристалл свет поляризован линейно вдоль направления  $OX$ , в кристалле распространяются две ортогональные компоненты с одинаковыми амплитудами и разными скоростями  $v_x$  и  $v_y$ . Пройдя путь  $l$ , эти компоненты приобретают разность фаз  $\Gamma$ , равную разности соответствующих фазовых задержек:

$$\Gamma = 2\pi(n_x - n_y)l/\lambda = 2\pi n_0^3 r_{63} U / \lambda \quad (26)$$

Свет на выходе из кристалла становится эллиптически поляризованным, причем эксцентриситет эллипса, описываемого вектором напряженности электрического поля световой волны  $E_{cb}$ , зависит от  $\Gamma$ . Уравнение этого эллипса в главных осях имеет вид:

$$(E_{cb})_x^2 / (E_{cb}^2 \cos^2(\Gamma/2)) + (E_{cb})_y^2 / (E_{cb}^2 \sin^2(\Gamma/2)) = 1 \quad (27)$$

При отсутствии напряжения ( $\Gamma=0$ ) поляризация света на выходе из кристалла совпадает с исходной. С ростом  $\Gamma$  увеличивается компонента  $(E_{cb})_y$ , при  $\Gamma=\pi$  поляризация света ортогональна исходной, а при  $\Gamma=\pi/2$  - круговая. Таким образом, при изменении напряжения на кристалле осуществляется модуляция поляризации света. Причем изменяется только соотношение длин осей эллипса поляризации без поворота этих осей.

Установив на пути такого пучка света анализатор, поляризационную модуляцию можно преобразовать в амплитудную. Если плоскости поляризации света, падающего на кристалл, и анализатора взаимно перпендикулярны, то интенсивность света на выходе системы равна:

$$I = I_0 \sin^2(\Gamma/2) \quad (28)$$

Первый раз  $I$  станет равным  $I_0$  при  $\Gamma=\pi$ , то есть при критическом напряжении на кристалле  $U_{\lambda/2}$ . На рисунке 5 показана статическая характеристика.

Напряжение, соответствующее значению  $\Gamma=\pi$ , называется полуволновым напряжением. Этой величиной часто пользуются для характеристики электрооптических свойств кристаллов.

Рассмотрим случай распространения света вдоль одной из наведённых осей, например,  $OX'$ . Сечение эллипсоида показателей преломления плоскостью  $X'=0$  даёт эллипс:

$$(a_{11}+r_{63}E)y^2+a_{33}z^2=1 \quad (29)$$

Компоненты света, поляризованные по осям  $OY$  и  $OZ$ , распространяются со скоростями:

$$V_y'=c/n_0(1-0.5n_0^2r_{63}E), V_z=c/n_e \quad (30)$$

Две равные по амплитуде компоненты, между которыми на выходе из кристалла возникает разность фаз:

$$\Gamma=2\Pi(n_e-n_0)/\lambda+(\Pi n_0^3 r_{63}E)/\lambda \quad (31)$$

Первый член обусловлен естественной анизотропией кристалла, второй – приложенным электрическим полем. Направление электрического поля и направление распространения света в данном случае взаимно перпендикулярны. Тут мы наблюдаем поперечный электрооптический эффект.

Напряжённость электрического поля  $E$  определяется отношением напряжения  $U$  к толщине кристалла в направлении поля  $d$ , то есть

$$\Gamma=(\Pi n_0^3 r_{63}/\lambda)(1/d)U, \text{ где } \Gamma=(2\Pi/\lambda)(n_e-n_0) \quad (32)$$

Напряжение, соответствующее изменению  $\Gamma$  на  $\Pi$ , при поперечном эффекте в  $1/2d$  раз меньше, чем при продольном.

Зависимость разности фаз от электрического поля позволяет получить модуляцию поляризации и интенсивности. При этом естественная анизотропия кристалла приводит к сдвигу рабочей точки на кривой статистической характеристики.

Фазовая модуляция при поперечном электрооптическом эффекте имеет место, когда свет поляризован вдоль наведённой оптической оси  $OY'$ . Фазовая задержка в этом случае равна:

$$\delta = (\Pi n_0^3 r_{63} / \lambda) U (l/d) \quad (33)$$

Случай распространения вдоль оси  $OY'$  аналогичен рассмотренному. При приложении электрического поля вдоль оси  $OX$ , уравнение оптической индикатрисы принимает вид:

$$a_{11}(x^2 + y^2) + a_{33}z^2 + 2r_{41}E_{yz} = 1 \quad (34)$$

Переходя к главным осям:

$$a_{11}x^2 + (a_{11}\cos^2\varphi + a_{33}\sin^2\varphi + r_{41}E \sin\varphi \cos\varphi)y^2 + (a_{11}\sin^2\varphi + a_{33}\cos^2\varphi - r_{41}E \sin\varphi \cos\varphi)z^2 = 1 \quad (35)$$

где  $\operatorname{tg}2\varphi = (2r_{41}E)/(a_{11} - a_{33})$ .

Обычно напряженности электрического поля принимают значения порядка  $10^4$  в/см, тогда  $r_{41} \sim 10^{-5}$ , для  $KDP$   $a_{11} - a_{33} \sim 10^{-2}$ . Поэтому угол поворота  $\varphi$  не превышает  $10^{-3}$  и уравнение (35) можно записать в виде:

$$a_{11}x^2 + [a_{11} + r_{41}^2 E^2 (a_{11} - a_{33})]y^2 + [a_{33} - r_{41}^2 E^2 (a_{11} - a_{33})]z^2 = 1 \quad (36)$$

Таким образом, изменение показателя преломления в данном случае пропорционально  $r_{41}^2 E^2$ , то есть, по крайней мере, на три порядка меньше, чем для поля, направленного вдоль оптической оси, что очень мало.

Однако, при распространении света под углом к оптической оси может быть получен значительный электрооптический эффект и при использовании электрического поля, которое в этом случае направлено вдоль оси  $OX$  под углом  $45^\circ$  к осям. Для нахождения показателей преломления света необходимо перейти к системе координат  $XY'Z'$ , полученной из исходной системы  $XYZ$  поворотом на угол  $45^\circ$  вокруг оси  $OX$ . Уравнение оптической индикатрисы в новых координатах имеет вид:

$$a_{11}x^2 + 0.5(a_{11} + a_{33} + 2r_{41}E)y'^2 + 0.5(a_{11} + a_{33} - 2r_{41}E)z'^2 + (a_{11} - a_{33})y'z' = 1 \quad (37)$$

Модуляция имеет место, если свет распространяется по оси  $OY'$  или  $OZ'$ . Сечение эллипсоида показателей преломления плоскостью  $Y'=0$  даёт

$$a_{11}x^2 + 0.5(a_{11} + a_{33} - 2r_{41}E)z'^2 = 1 \quad (38)$$

Фазовые скорости компонент света, поляризованных вдоль осей  $OX$  и  $OZ'$ , соответственно равны

$$v_x = c \sqrt{a_{11}}; \quad v_{z'} = c \sqrt{0.5(a_{11} - a_{33})} \left( 1 - \frac{r_{41}E}{a_{11} + a_{33}} \right)$$

Если свет поляризован вдоль оси  $OZ'$ , имеет место фазовая модуляция. Амплитудная модуляция может быть получена при поляризации света под углом  $45^\circ$  к осям  $OX$  и  $OZ'$ . При этом разность фаз  $\Gamma$  равна

$$\Gamma = \Gamma_{=} + \frac{2\pi l}{\lambda} \sqrt{2} n_0^3 n_e^3 r_{41} E \frac{1}{(n_0^2 + n_e^2)^{3/2}} \quad (39)$$

$$\text{где } \Gamma_{=} = \frac{2\pi l}{\lambda} \left( \frac{\sqrt{2} n_0 n_e}{\sqrt{n_0^2 + n_e^2}} - n_e \right)$$

Так как в этом случае свет падает наклонно к оптической оси, то из кристалла выходят два отдельных луча, параллельных падающему, которые необходимо затем свести вместе с помощью какой-либо оптической системы.

Величина фазовой задержки во всех рассмотренных случаях пропорциональна коэффициенту  $n^3 r_{ij}$ , который может быть назван эффективной электрооптической постоянной  $\Gamma_3$ . Эта постоянная может быть увеличена по сравнению с комнатной температурой в 1500 раз, если температура кристалла приближается к точке Кюри, которая для KDP и ADP равна соответственно  $T_K = -151^\circ\text{C}$  и  $T_K = -51^\circ\text{C}$ .

Если на кристалл подан переменный сигнал  $U = U_0 \sin \Omega t$ , то при продольном эффекте разность фаз меняется во времени по закону:

$\Gamma = \Gamma_0 \sin \Omega t$ , где  $\Gamma_0 = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} U_0$ . Интенсивность света на выходе модулятора определяется выражением:

$$I = I_0 \sin^2 \left( \frac{\Gamma_0}{2} \sin \Omega t \right) = 0,5 I_0 \left[ 1 - J_0(\Gamma_0) - 2 \sum_{k=1}^{a_0} J_{2k}(\Gamma_0) \cos 2k \Omega t \right] \quad (40)$$

где  $J_k(\Gamma_0)$  - функция Бесселя короткого порядка. Полученное соотношение показывает, что глубина модуляции света  $m = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$  равна 100% при любой величине  $U_0$ . Однако, при малом модулирующем напряжении интенсивность выходящего света мала. При малых  $\Gamma_0$  модуляция синусоидальна с частотой  $2\Omega$ . При больших  $\Gamma_0$  в интенсивности света появляются компоненты с частотами  $4\Omega$ ,  $6\Omega$  и т.д.

Кроме глубины модуляции, свет на выходе модулятора характеризуется величиной переменной составляющей интенсивности. Поэтому вводится характеристика эффективности  $\eta$ , определяемая отношением переменной составляющей интенсивности света на выходе  $I_r$  к интенсивности падающего света  $I_0$ :

$$\eta = I_r / I_0 \quad (41)$$

Для случая скрещенных поляризаторов интенсивность на выходе модулятора  $I = I_0 \sin^2(\Gamma_0/2)$ . Тогда для рассматриваемого модулятора можно значительно увеличить амплитуду переменной составляющей интенсивности света при заданном модулирующем напряжении  $\eta = \sin^2(\Gamma_0/2)$ . Для этого следует приложить к кристаллу постоянное смещение  $U = 0,5U_{\lambda/2}$  или пропустить свет через четверть волновую пластинку.

Эффективность модулятора в этом случае равна:

$$\eta = \sin \Gamma_0 = \sin(2\pi n_0 r_{63} U_0 / \lambda) \quad (42)$$

Это случай работы модулятора на линейном участке характеристики. И при  $\Gamma_0 \ll 1$  эффективность модулятора пропорциональна модулирующему напряжению  $U_0$ .

Работа на линейном участке меняет и спектральный состав модулированного света:

$$I = I_0 \sin(\Gamma_0 \sin \Omega t) = 0,5 I_0 + I_0 \sum_{k=0}^{\infty} (\Gamma_0)^k \sin(2k+1)\Omega t \quad (43)$$

Глубина модуляции света в данном случае зависит от амплитуды переменного напряжения  $m = \sin \Gamma_0$ , то есть:

$$m = \eta \quad (44)$$

При поперечном эффекте  $\Gamma = \Gamma_+ + \Gamma_0 \sin \Omega t$ , где  $\Gamma_0 = \pi n_0^3 r_{63} l U_0 / \lambda d$ . В этом случае смещение на линейном участке возможно за счет естественной анизотропии.

Для сравнения различных модуляторов при работе на высоких частотах вводится характеристика “качество”  $q$ :

$$q = \Gamma_0^2 / P$$

где  $P$  - мощность модулирующего сигнала, (практически измеряемая величина)

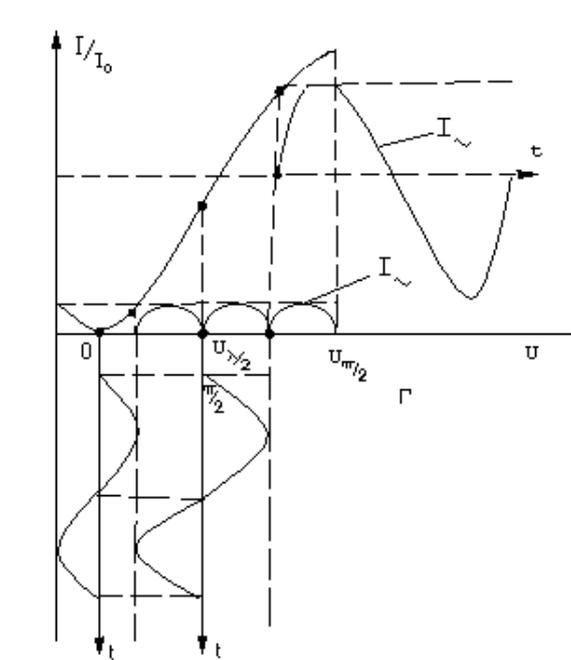


Рисунок 5 Статическая характеристика

#### 1.4 Применение кристаллов ADP и KDP для целей модуляции

Принципиальная схема оптического модулятора приведена на рисунке 6. Модулирующий кристалл типа KDP помещается между скрещенными поляроидами. Если электрическое поле приложено вдоль оптической оси, в модуляторе должны применяться прозрачные электроды. В качестве таковых, могут быть использованы стекла, покрытые закисью олова. Иногда используются нанесенные непосредственно на кристалл окись цинка или пленки золота. Прозрачные электроды из-за большой постоянной времени используются лишь в низкочастотных модуляторах.

На более высокочастотных модуляторах применяются решетчатые электроды, представляющие собой непрозрачные проводящие пленки с отверстиями различной формы. Эти пленки должны плотно прилегать к поверхности кристалла. Наличие воздушного промежутка приводит к уменьшению действующего напряжения на кристалле, так как поле в зазоре в  $\epsilon$  раз больше поля в диэлектрике. Действующее поле в кристалле зависит также от конфигурации электродов. При прохождении света через отверстие в непрозрачном электроде глубина модуляции света увеличивается с уменьшением диаметра отверстия, но при этом уменьшается диаметр светового пучка.

Типичная конструкция модулятора такого типа приведена на рис. 7. Электродами являются металлические полоски ширины  $a$ , охватывающие концы кристалла. Можно показать, что при  $b \leq 1/4$  и  $a = 1/6$  разность потенциалов между передней и задней поверхностями кристалла изменяется по поперечному сечению не более, чем на 2%. При этом

учитывалось, что диэлектрическая проницаемость кристалла много больше единицы.

При распространении света под углом  $\theta$  к оптической оси возникает естественное двулучепреломление. Если луч идет в плоскости  $X'OZ$  или  $Y'OZ$ , между двумя ортогонально поляризованными компонентами света на пути  $l$  возникает дополнительная разность фаз:

$$\Gamma \approx \frac{2\pi l}{\lambda} \frac{\sin^2 \theta}{2} \frac{n_0^2 - n_e^2}{n_e^2} n_0 \quad (46)$$

Это приводит к смещению рабочей точки на статической характеристике. Естественное двулучепреломление накладывает ограничения на угловую апертуру системы. Как видно из уравнения (46), она зависит от длины кристалла. Например, допустимая расходимость светового луча  $\Delta\Gamma \leq \pi/2$  для КРД длиной 1 см не должна превышать  $1,5^\circ$ .

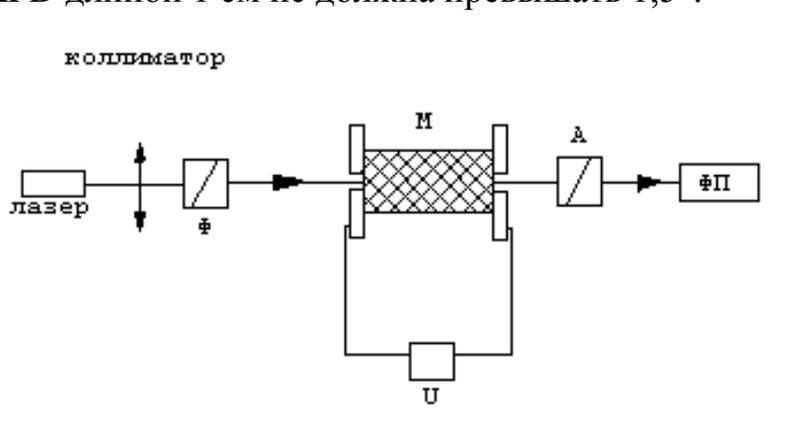


Рисунок 6 Модулятор с продольным ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИМ эффектом

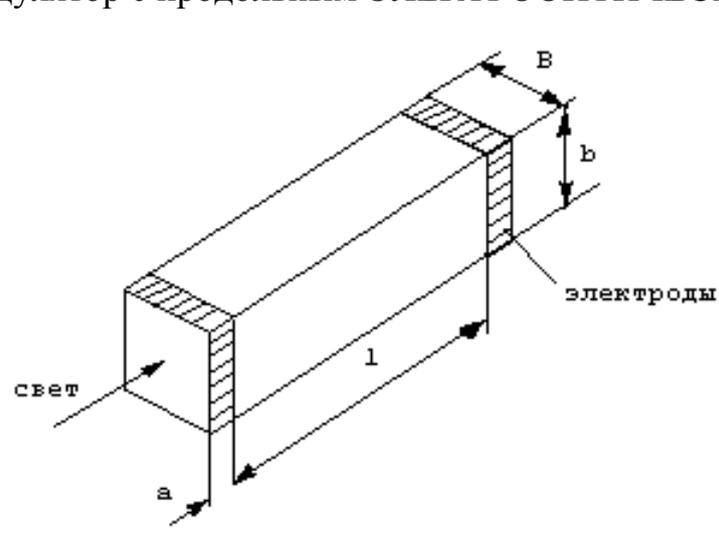


Рисунок 7 Конструкция модулятора

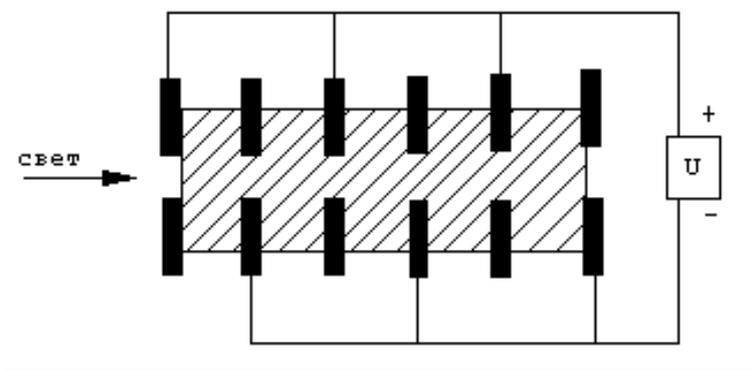


Рисунок 8 Модулятор с N ячейками

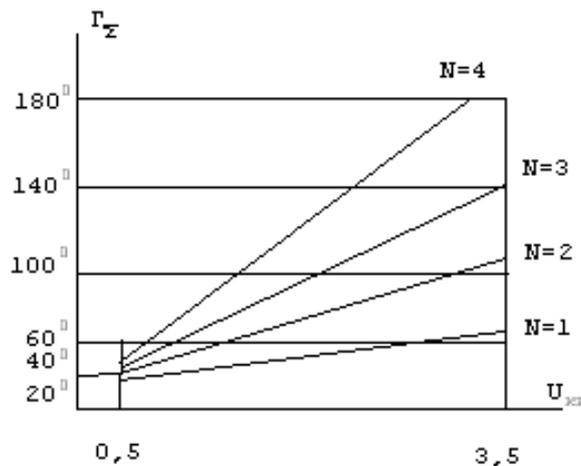


Рисунок 9 Зависимость разности фаз от напряжения. N - число кристаллов

Поскольку при продольном эффекте разность фаз, а, следовательно, и глубина модуляции, зависит от напряжения и не зависит от его длины, модулирующий кристалл может быть вырезан в виде тонкой пластинки. Если к каждой из таких пластинок в общем наборе приложить одно и то же напряжение U, то суммарная разность фаз  $\Gamma_{\Sigma}$  между ортогональными компонентами поляризации будет равна  $N\Gamma$ , где  $\Gamma$  – разность фаз в одном кристалле, а N – число пластинок. Рисунок 8 отображает систему таких кристаллов, разделенных электродами со знакоперевающимися электрическими полями.

Если на кристалл действует поле, направленное вдоль оси OZ, то для кристаллов типа KDP:

$$\begin{aligned} n_x &= n_0(1 + 0,5n_0^2 r_{63} E) \\ n_y &= n_0(1 - 0,5n_0^2 r_{63} E) \end{aligned} \quad (47)$$

То есть скорость компоненты света, поляризованной по оси OX', меньше, чем компоненты, поляризованной по оси OY'. Сдвиг фаз  $\Gamma$  больше нуля. При смене знака поля получим

$$n_{x'} = n_0(1 - 0,5n_0^2 r_{63} E)$$

$$n_{y'} = n_0(1 + 0,5n_0^2 r_{63} E)$$
(48)

В этом случае компонента, поляризованная по оси  $OX'$ , опережает компоненту, поляризованную по оси  $OY'$ , и  $\Gamma < 0$ .

Чтобы разность фаз, создаваемая двумя последовательно стоящими кристаллами, равнялась сумме отдельных разностей, необходимо второй кристалл повернуть на  $90^\circ$  вокруг оси  $OZ$ .

На рисунке 9 приведена зависимость  $\Gamma_\Sigma$  от напряжения для одного, двух, трех и четырех кристаллов ADP. Толщина каждого вдоль оси  $OZ$  равна 2мм., поперечные размеры  $10 \times 10 \text{мм}^2$ . С увеличением числа кристаллов снижается напряжение, необходимое для получения данного значения  $\Gamma_\Sigma$ .

Выигрыш по напряжению можно получить, используя поперечный электрооптический эффект. Этот выигрыш равен  $l/2d$ , где  $l$  - длина кристалла в направлении распространения света,  $d$  - размер кристалла в направлении поля. На рисунке 11 приведена зависимость относительной интенсивности света от напряжения на кристалле при отношении  $l/2d \approx 1$ . Дополнительное преимущество поперечного эффекта состоит в упрощении конструкции электродов.

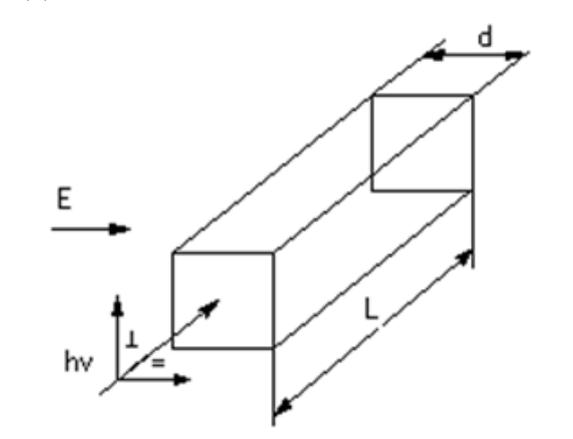


Рисунок 10 Вид электрооптического кристалла

Свет в этом случае распространяется перпендикулярно оптической оси кристалла, поэтому существенную роль играет разность фаз, связанная с естественной анизотропией. Полная разность фаз между компонентами света, поляризованными параллельно оптической оси и перпендикулярно к ней, определяется выражением:

$$\Gamma = \Gamma_+ + \pi r_{63} n_0^3 \frac{lU}{\lambda d}$$
(49)

где  $\Gamma = \frac{2\pi(n_e - n_o)l}{\lambda}$

Зависимость  $\Gamma$  от  $\lambda$  накладывает ограничение на монохроматичность источника света. Заданной ширине линии излучения света  $\Delta\lambda$  соответствует интервал значений рабочих точек  $\Delta\Gamma_\Sigma$  равный:

$$\Delta\Gamma_\lambda = \frac{2\pi(n_e - n_o)l\Delta\lambda}{\lambda} \quad (50)$$

Этот интервал должен быть меньше  $\pi/2$ , то есть:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \leq \frac{\lambda}{4(n_e - n_o)l} \quad (51)$$

Для стержня длиной 10см ширина линии источника света должна быть порядка десятых долей ангстрема. Так как разность фаз  $\Gamma$  при  $l = 1$ см составляет примерно  $10^3\pi$ , то при использовании поперечного электрооптического эффекта резко возрастают требования к качеству торцевых поверхностей кристалла, к его ориентировке и к допустимой нестабильности температуры.

Изменение температуры сопровождается изменением оптической длины кристалла как за счет  $\frac{d(n_e - n_o)}{dt}$ , так и за счет  $\frac{dl}{dt}$ . Коэффициент линейного расширения ADP равен  $4 \cdot 10^{-4}$  град<sup>-1</sup>, но основную роль играют температурные уходы показателей преломления.

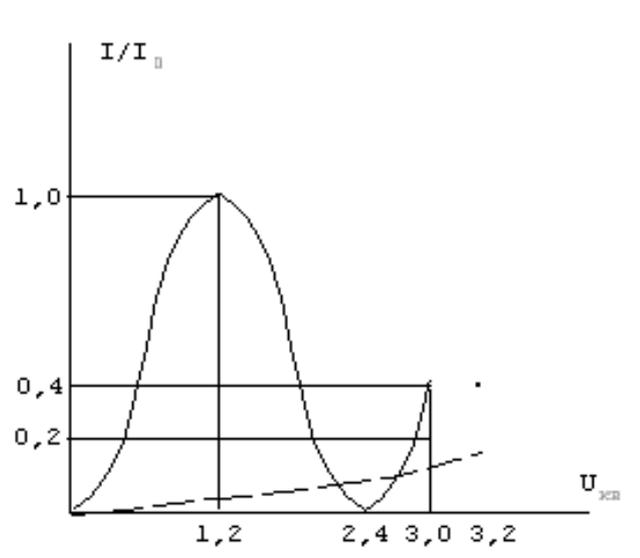


Рисунок 11 Зависимость относительной интенсивности света от напряжения на кристалле ADP при поперечном эффекте (пунктир-продольный эффект).

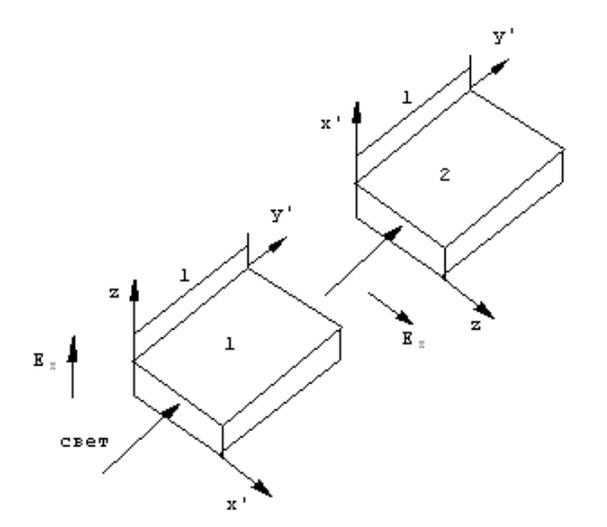


Рисунок 12 Схема температурной компенсации при поперечном эффекте  
 $(\Gamma_1=2\pi l(n_e-n_0)/\lambda, \Gamma_2=2\pi l(n_0-n_e)/\lambda=-2\pi l(n_e-n_0)/\lambda)$

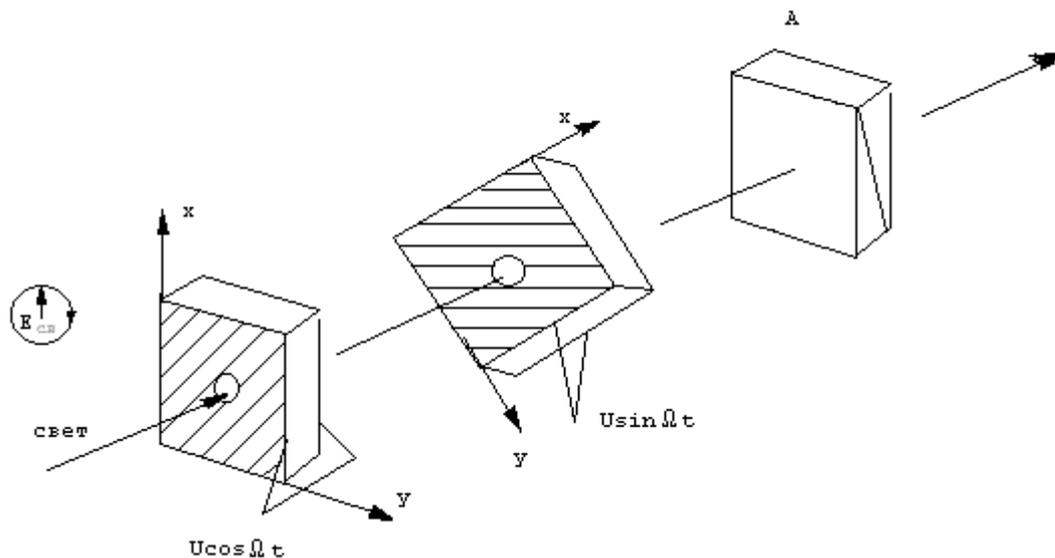


Рисунок 13 Схема получения однополосной модуляции

Различное изменение показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волн от температуры приводит к следующей зависимости  $\Gamma$  от температуры  $k = \frac{d(n_e - n_0)}{dt}$ , где  $k$  - температурный коэффициент,  $k_{ADP} = 4,8 \cdot 10^{-5} \text{ град}^{-1}$ ,  $k_{ADP} = 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ град}^{-1}$ . При уходе температуры на  $0,01^\circ$  изменение разности фаз составляет  $23^\circ$  для ADP длиной 10см. Таким образом, использование поперечного эффекта возможно лишь при термостатировании кристалла.

Другой путь использования этого эффекта состоит в использовании схем с температурной компенсацией естественного двулучепреломления. В качестве таковой может быть использована схема из двух идентичных

кристаллов, повернутых друг относительно друга на  $90^\circ$ . При одинаковом уходе температуры разность фаз, связанная с естественным двулучепреломлением, равна нулю. Для того чтобы разность фаз, связанная с электрооптическим эффектом, суммировалась, необходимо соблюдать соответствующую полярность напряжения, подаваемого на второй кристалл.

### 1.5 Однополосная модуляция и сдвиг частоты света

Схема обеспечения однополосной модуляции и сдвига частоты приведена на рисунке 12. Циркулярно поляризованный свет падает на первый из модулирующих кристаллов.

$$E_x = E_0 \cos \omega t \quad (52)$$

$$E_y = E_0 \sin \omega t$$

Главные оси второго повернуты на  $45^\circ$  относительно осей первого. Вдоль оси OZ приложено электрическое поле частоты  $\Omega$ , причем напряжения на кристаллах сдвинуты по фазе на  $\pi/2$ .

При малом  $\Gamma_0$  соответствующие компоненты света будут иметь вид:

$$E_{x'} = -E_0 \sin \omega t - E_0 \frac{\Gamma_0}{2} \sin(\omega + \Omega)t \quad (53)$$

ΛΛΛΛΛΛ
ΛΛΛΛΛΛΛΛΛΛΛΛΛΛΛΛ  
 лево                      право

$$E_{y'} = E_0 \cos \omega t - E_0 \frac{\Gamma_0}{2} \cos(\omega + \Omega)t \quad (54)$$

ΛΛΛΛΛΛ
ΛΛΛΛΛΛΛΛΛΛΛΛΛΛΛΛ  
 лево                      право

В этом случае единственная левополяризованная компонента обладает частотой  $\omega$ , а единственная правополяризованная - смещенной частотой  $\omega + \Omega$ .

Если такой свет подать на анализатор, выделяющий лишь правополяризованный свет, то будет выделена лишь боковая, соответствующая суммарной частоте  $\omega + \Omega$ . В качестве анализатора может быть использована система из четвертьволновой пластинки и поляроида.

Оптимальные условия перекачки энергии падающего света в частоту  $(\omega + \Omega)$  осуществляются при  $U_0 = 0,4 \frac{\lambda}{n_0^3 r_{63}}$

Это напряжение соответствует перекачке 68% энергии в боковую полосу, смещенную на  $\Omega$  от несущей. Два процента энергии в компоненте

с частотой  $\omega - 3\Omega$ . Остальные 30% энергии теряются в анализаторе, поглощающем левополяризованный свет.

Возможны и другие схемы. На рисунке 14 изображена система из двух модуляторов на продольном эффекте и четвертьволновой пластинки между ними. Модулирующие напряжения смещены по фазе на  $\pi/2$ . Кристаллы в модуляторах ориентированы одинаково. Если на систему падает линейно поляризованный свет с вектором  $E_{св}$ , параллельный оси OX, свет на выходе второго кристалла имеет две ортогональные компоненты  $E_x$  и  $E_y$ :

$$E_x = E_0 \left[ J_0 \left( \frac{\sqrt{2}}{2} \Gamma_0 \right) \cos \omega t + J_2 \left( \frac{\sqrt{2}}{2} \Gamma_0 \right) \cos(\omega + 2\Omega)t - J_2 \left( \frac{\sqrt{2}}{2} \Gamma_0 \right) \cos(\omega - 2\Omega)t + \dots \right]$$

(55)

$$E_y = -\sqrt{2} E_0 \left[ J_1 \left( \frac{\sqrt{2}}{2} \Gamma_0 \right) \cos(\omega - \Omega)t + J_3 \left( \frac{\sqrt{2}}{2} \Gamma_0 \right) \cos(\omega + 3\Omega)t - J_5 \left( \frac{\sqrt{2}}{2} \Gamma_0 \right) \cos(\omega - 5\Omega)t + \dots \right]$$

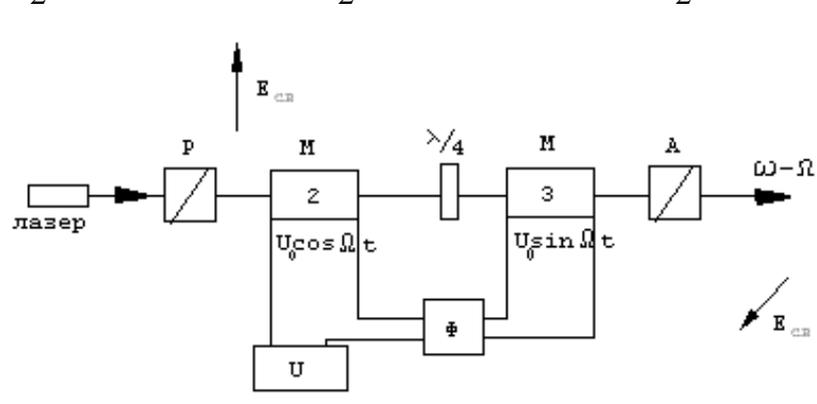


Рисунок 14 Схема однополосной модуляции линейно поляризованного света

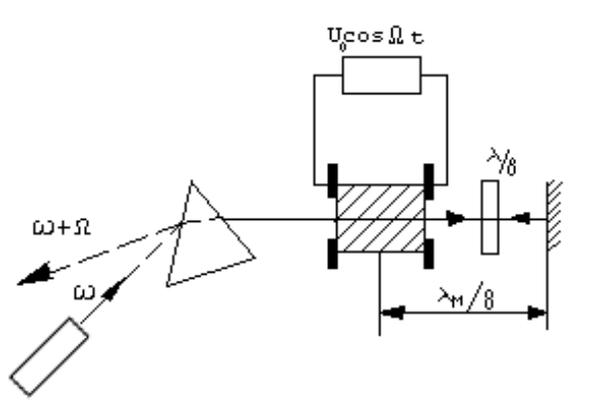


Рисунок 15 Схема сдвига частоты с одним модулятором

С помощью соответствующего поляризатора можно выделить одну компоненту. Этот вариант аналогичен предыдущему с той лишь разницей, что используется линейно поляризованный свет вместо циркулярно поляризованного. Для тех же целей может быть использована упрощенная схема, использующая лишь один модулятор, через который свет проходит дважды (рисунок 15). Необходимая разность фаз достигается за счет

двукратного прохождения света через пластинку  $\lambda/8$ . Выбором расстояния от модулятора до отражающего зеркала обеспечивается сдвиг на четверть длины волны модулирующего сигнала  $\lambda_M/4$ .

Для уменьшения модулирующего напряжения можно использовать поперечный электрооптический эффект. Схема такого модулятора приведена на рисунке 16. На выходе такого модулятора компоненты света с частотами  $(\omega \pm 2a\Omega)$  поляризованы линейно, а компоненты с частотами  $\omega \pm (2a+1)\Omega$  - циркулярно. Если использовать анализатор, пропускающий правополяризованный свет, то значительная часть энергии (34%) перекачается в компоненту с частотой  $(\omega - \Omega)$ . Спектральный состав света более богат, чем в системах, рассмотренных выше.

### 1.6 Преобразование фазовой модуляции света в амплитудную

Электрооптический эффект заключается в том, что под действием электрического поля изменяется скорость распространения световой волны в кристалле или иначе изменяется показатель преломления среды. Следствием этого является фазовая модуляция света. Однако обычные ФП, основанные на фотоэффекте, реагируют на изменение интенсивности света. По этой причине фазовую модуляцию необходимо преобразовать в амплитудную.

Первым методом преобразования является Гомодинный метод. Он заключается в том, что модулированный по фазе сигнал складывается с опорным сигналом

$$E_1 = A \cos(\omega t + \delta_0 \sin \Omega t)$$

$$E_2 = B \cos(\omega t + \theta)$$

где А и В- амплитуды сигналов;  $\delta_0$ - девиация фазы;  $\theta$ - регулируемый сдвиг фаз между сигналами.

В результате сложения интенсивность света на выходе равна:

$$I = A^2 \cos^2(\omega t + \delta_0 \sin \Omega t) + B^2 \cos^2(\omega t + \theta) + 2AB \cos(\omega t + \theta) \cos(\omega t + \delta_0 \sin \Omega t) \quad (56)$$

Поскольку постоянная времени приемника всегда много больше периода световых колебаний, можно произвести усреднение по  $T = 2\pi/\omega$ :

$$\bar{I} = 0,5(A^2 + B^2) + AB \cos(\delta_0 \sin \Omega t - \theta) \quad (57)$$

Разлагая в ряд Фурье:

$$\bar{I} = 0,5(A^2 + B^2) + AB I_0(\delta_0) \cos \theta + 2AB \sin \theta \sum_{a=0}^{\infty} J_{2n+1}(\delta_0) \sin(2a+1)\Omega t + 2AB \cos \theta \sum_{a=1}^{\infty} J_{2a}(\delta_0) \cos 2a\Omega t \quad (58)$$

Интенсивность света промодулирована спектром частот и  $\Omega$ . Наибольший интерес представляют постоянная составляющая и первая гармоника

$$\bar{I}_- = AB J_0(\delta_0) \cos \theta \quad (59)$$

$$\bar{I}_\Omega = 2AB J_1(\delta_0) \sin \theta$$

Изменяя разность хода двух лучей, можно добиться наибольшей величины  $(\bar{I}_\Omega)_{\max}$ . Так как максимальное значение  $J_1(\delta_0)$  равно 0,58 при  $\delta_0 = 1,8$ , то  $(\bar{I}_\Omega)_{\max} = 1,16AB$ . Если приемник не разрешает частоту модуляции  $\Omega$ , то для измерения  $\delta_0$  можно использовать  $\bar{I}_-$ , при этом  $\theta$  надо выбирать равным целому значению  $\pi$ .

Вторым методом является Метод двухлучевого интерферометра. Он состоит в том, что луч, модулированный по фазе, поступает в двухлучевой интерферометр. Полная разность фаз в нем между двумя лучами равна:

$$\Gamma = \frac{\omega t}{c} + \delta_0 \left[ \cos\left(\Omega t + \frac{\Omega \Delta l}{c}\right) - \cos \Omega t \right] \quad (60)$$

Оптимальная разность хода  $\Delta l$  определяется условием:  $\sin(\Delta l \Omega / 2c) = 1$ , то есть  $\Delta l = (2k+1)0,5\lambda_m$ , где  $\lambda_m = 2\pi c / \Omega$ . При этом  $\bar{I} = 0,5I_0 [1 + \cos(\omega \Delta l / c - 2\delta_0 \cos \omega t)]$ . Выбор рабочей точки осуществляется малым изменением  $\Delta l$  в пределах  $\lambda/2$ . При работе на линейном участке (Точка А) (рисунок 17)  $\omega \Delta l / c = (2k+1)0,5\pi$  и интенсивность света на выходе равна:

$$\bar{I} = I_0 [0,5 + J_1(2\delta_0) \cos \Omega t - J_3(2\delta_0) \cos 3\Omega t + \dots] \quad (61)$$

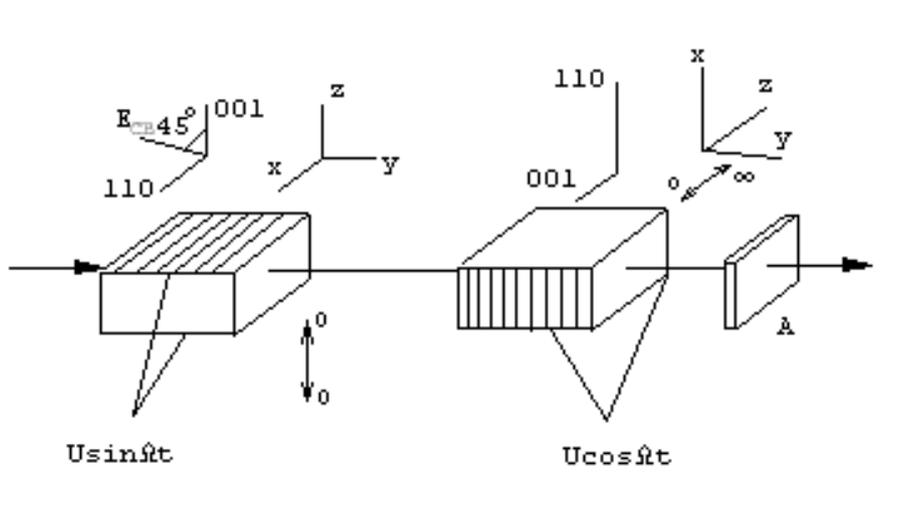


Рисунок 16 Поперечный эффект

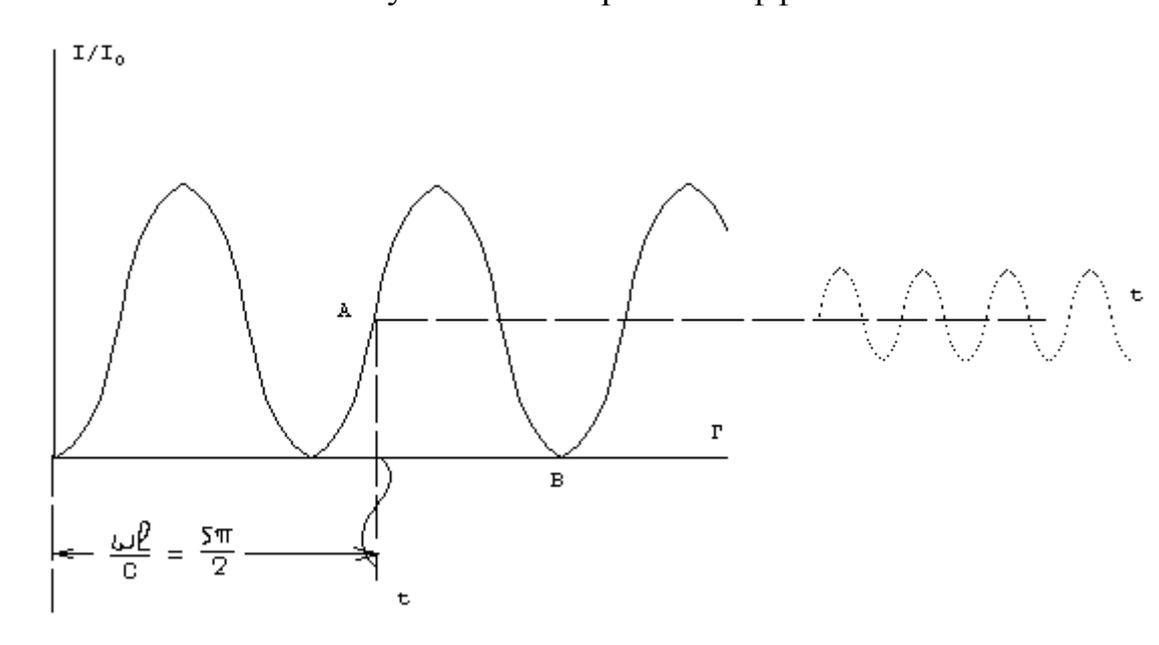


Рисунок 17 Относительная интенсивность на выходе интерферометрического модулятора от разности фаз  $\Gamma$  двух лучей  
 Если рабочая точка выбрана на нелинейном участке, то есть  $\omega \Delta l / c = (2k+1)\pi$ , то средняя интенсивность равна:

$$\bar{I} = 0.5I_0[1 - J_0(2\delta_0) + J_2(2\delta_0)\cos 2\Omega t + \dots] \quad (62)$$

Эти два выражения отличаются от гомодинного приёма только величиной аргумента функции Бесселя, который определяет эффективность модуляции.

Интерференционный метод даёт выигрыш в 2 раза по сравнению с гомодинным, так как в интерферометре оба взаимодействующих луча модулированы по фазе. Увеличение глубины модуляции сопровождается сужением полосы частот, поскольку она должна удовлетворять условию:

$$\Omega \Delta l / c = (2k+1)\pi \quad (63)$$

Как гомодинный так и интерференционный методы требуют, чтобы разность хода двух лучей, приходящих на фотоприемник, была бы не меньше  $\lambda/4$ . Допустимый угол между лучами  $\Theta = \lambda/4D$ , где  $D$  – диаметр светового луча на поверхности фотоприемника. При  $D = 4_{\text{мм}}$  угол  $\Theta$  составляет  $9^\circ$ . Угол  $\Theta$  можно увеличить, если сфокусировать световой пучок с помощью линзы и ограничить его диафрагмой с диаметром, равным диаметру диска Эйри (до 20 раз).

Третьим методом является использование двулучепреломляющих кристаллов. При этом используются кристаллы с большой разностью показателей преломления. Одноосный кристалл вырезается так, чтобы

оптическая ось была перпендикулярна его длине. Свет, распространяющийся вдоль оси  $OY$ , поляризован под углом  $45^\circ$  к оптической оси кристалла  $OZ$ . В этом случае в кристалле распространяется две ортогонально поляризованные волны равной амплитуды. На пути  $l$  между лучами возникает временная задержка

$$t_e - t_0 = l\Delta n / c \quad (64)$$

где  $\Delta n = n_e - n_o$ . Обычно в видимом диапазоне для этого используется кристалл  $CaCO_3$  (кальцит) для которого  $\Delta n = 0,17$ . Длина кристалла выбирается таким образом, чтобы временная задержка составляла половину периода модуляции, то есть:

$$\Omega(t_e - t_0) = \pi \quad (65)$$

Одновременно должно выполняться условие:

$$\omega(t_e - t_0) = (2k+1)\pi/2 \quad (\bullet)A \quad (66)$$

Это может быть осуществлено либо подбором угла наклона кристалла по отношению к лучу, либо, при нормальном падении света, с помощью дополнительной фазовой пластинки. Так как  $\Omega \ll \omega$ , то выполнение условия (66) не нарушает условия (65). При выполнении этих условий разность фаз:

$$\Gamma = (2k+1)\pi/2 + 2\delta_0 \sin \Omega t \quad (67)$$

Световой вектор описывает эллипс:

$$x^2 + z^2 - 2xz \cos \Gamma = a \sin^2 \Gamma, \quad (68)$$

где  $a$  зависит от  $\Gamma$ . Эксцентриситет этого эллипса меняется во времени с частотой  $\Omega$ . При изменении  $\Gamma$  на  $\pi/2$  круговая поляризация сменяется линейной. Главные оси эллипса  $OX'$  и  $OZ'$  повернуты на  $45^\circ$  относительно осей  $OX$  и  $OZ$ . Взаимно перпендикулярные компоненты эллипса по его главным осям соответствуют двум амплитудно-модулированным сигналам, разность фаз между которыми на частоте модуляции равна  $180^\circ$ . Каждый из сигналов можно выделить, если после дискриминатора поставить анализатор, ориентированный по осям  $OX'$  либо  $OY'$ . Интенсивность такого сигнала может быть представлена:

$$I = I_0 [0,5 - J_1(2\delta_0) \sin \Omega t] \quad (69)$$

При установке такого анализатора, теряется половина мощности. Устранить этот недостаток можно установив призму Волластона.

Широкое применение кристаллов ADP и KDP объясняется легкостью выращивания их больших размеров с хорошими оптическими характеристиками из водных растворов. А так же у этих кристаллов значительны электрооптические коэффициенты в сочетании с малыми потерями. Также на сверхвысоких частотах у данных кристаллов резко возрастает тангенс угла потерь, также у них мала механическая прочность, они гигроскопичны. Данные кристаллы пригодны для работы на длинах волн до  $\lambda < 1,34$  мкм - KDP и  $\lambda < 1,7$  мкм - ADP.

### 1.7. Электрооптический эффект в кубических кристаллах

Кристаллы, принадлежащие к классам  $43_m$  кубической системы, являются оптически изотропными в отсутствие электрического поля ( $a_{10}=a_{20}=a_{30}$ ). Значительным электрооптическим эффектом обладают кристаллы класса  $43_m$ : CuCl; ZnS; GaAs; ZnSe; ZnTe; и др. У них отличны от нуля следующие компоненты тензора  $r_{mn}$ , а именно:  $r_{41}=r_{52}=r_{63}=r$ , это позволяет объединить рассмотрение.

Уравнение оптической индикатрисы при наложении электрического поля в рассматриваемом случае имеет вид:

$$a_0(x^2+y^2+z^2)+2r(E_xyz+E_yzx+E_zxy)=1, \quad (70)$$

где  $a_0=n_0^{-2}$ ,  $n_0$  – показатель преломления при отсутствии поля. Приведём уравнение оптической индикатрисы в произвольных осях к главным осям

$$a_1x^2+a_2y^2+a_3z^2+2a_4yz+2a_5zx+2a_6xy=1 \quad (71)$$

то есть к виду  $ax^2+by^2+cz^2=1$ .

Рассмотрим 3 возможных случая:

а) Электрическое поле направлено вдоль оси OZ:  $E_x=E_y=0$ ,  $E_z=E$ . В этом случае

$$n_x^|=n_0-0.5rn_0^3E, \quad n_y^|=n_0+0.5rn_0^3E, \quad n_z^|=0 \quad (72)$$

Перейдем к  $OX^|, OY^|, OZ^|$ . Ориентация основных кристаллографических осей  $OX, OY, OZ$  и наведённых  $OX^|, OY^|, OZ^|$  для поля в направлении  $OZ$ . Электрооптический эффект в этом случае аналогичен рассмотренному выше. При распространении вдоль оси OZ света, поляризованного по оси OX или OY, имеет место продольный электрооптический эффект, причём  $\Gamma=(2\Pi/\lambda)n_0^3rU(1/d)$ . При распространении вдоль осей  $OX^|$  или  $OY^|$  света, поляризованного под углом в  $45^\circ$  к оси OZ, имеет место поперечный электрооптический эффект,

причём постоянная разность фаз, связанная с двулучепреломлением, отсутствует.

б) Электрическое поле лежит в плоскости  $XOY$  (поперечный электрооптический эффект).  $E_z=0$ ,  $E_x \neq 0$ ,  $E_y \neq 0$ . В этом случае

$$n_x^l = n_0; n_y^l = n_0 + 0.5rn_0^3 E; n_z^l = n_0 - 0.5rn_0^3 E \quad (73)$$

где  $E = (E_x^2 + E_y^2)^{-1/2}$

Ось  $OX$  лежит в плоскости  $(001)$  под углом  $135^\circ$  к оси  $OX$ . Оси  $OY^l$  и  $OZ^l$  лежат в плоскости  $(\bar{1}10)$  под углом  $45^\circ$  к оси  $OZ$ . Пусть в этой же плоскости лежит вектор поля  $E$ .

Амплитудная модуляция в этом случае может быть получена при распространении света вдоль оси  $OX^l$ , то есть по направлению  $[1\bar{1}0]$ . При поляризации света вдоль оси  $OZ$  разность фаз  $\Gamma = (2\pi/\lambda)n_0^3 rU(1/d)$ . Это максимальная разность фаз, которая может быть получена при поперечном эффекте в кубических кристаллах.

Если  $E_x$  не равно  $E_y$ , то направления светового вектора и вектора электрического поля образуют угол  $\gamma$ , изменяющийся от 0 до  $\pi/2$  в зависимости от отношения  $(E_x/E_y) = \text{tg}(\gamma/2)$  (иногда “угол поляризации”).

При  $\gamma=0$  имеем продольный эффект (смотреть случай а), при  $\gamma=\pi/2$  – поперечный. При промежуточных значениях  $\gamma$  модуляция также возможна, но её практическое осуществление затруднено.

в) Произвольная ориентация электрического поля:  $E_x \neq 0$ ,  $E_y \neq 0$ ,  $E_z \neq 0$ . При  $E_x = E_y = E_z = (E/\sqrt{3})$  получим выражения для соответствующих показателей преломления:

$$\begin{aligned} n_x^l &= n_0 + (1/2\sqrt{3})rn_0^3 E \\ n_y^l &= n_0 + (1/2\sqrt{3})rn_0^3 E \\ n_z^l &= n_0 - (1/\sqrt{3})rn_0^3 E \end{aligned} \quad (74)$$

Совпадение длин двух главных осей  $OX^l$  и  $OY^l$  оптической индикатрисы означает, что она является эллипсоидом вращения, ось  $OZ^l$  направлена вдоль электрического поля  $[111]$ .

Если свет распространяется перпендикулярно вектору электрического поля и поляризован вдоль оси  $[111]$ , то имеет место фазовая модуляция с максимальной в кубических кристаллах фазовой задержкой:

$$\delta = (2\pi/\sqrt{3}\lambda)rn_0^3 E l \quad (75)$$

Для получения амплитудной модуляции свет должен быть поляризован под углом в  $45^\circ$  к оси  $OZ^l$ . Разность фаз в этом случае равна

$\Gamma = (\sqrt{3} \Pi / \lambda) m_0^3 U (1/d)$ . Рассмотренное выше показывает, что максимальное значение  $\Gamma$  может быть получено при  $E$ , перпендикулярном плоскости (110).

Применение кубических кристаллов даёт преимущество перед KDP так как у них нет естественного двулучепреломления. Угловая апертура достигает  $10^0$  и более. Уменьшаются требования к монохроматичности и температурной стабилизации на поперечном эффекте. Однако применение затруднено из-за трудностей создания больших образцов. Наиболее часто применяется GaAs легированный примесями (Cr, Fe) с удельным сопротивлением  $10^6$ - $10^8$  Ом.

### 1.8 Двойной поперечный эффект Погкельса

Этот эффект возможен только в кристаллах кубических и не имеет аналога в кристаллах KDP и ADP.

Этот эффект позволяет осуществить одновременную модуляцию света двумя различными, независимыми, несущими информацию сигналами, приложенными к ортогональным граням кристалла. Так как характер поляризации, создаваемой этими сигналами, различен, возможна независимая передача информации по двум каналам. Двойной поперечный эффект наблюдается при прохождении света вдоль оси симметрии третьего порядка [111], когда электрическое поле лежит в плоскости, перпендикулярной этому направлению.

Перейдём от кристаллографической системы XYZ к системе координат, в которой ось  $OZ^l$  совпадает с направлением [111]. Соответствующая матрица косинусов преобразования  $\alpha_i, \beta_i, \gamma_i$

$$\begin{array}{l} X \quad Y \quad Z \\ X^l \alpha_1 \quad \beta_1 \quad \gamma_1 \\ Y^l \alpha_2 \quad \beta_2 \quad \gamma_2 \\ Z^l \alpha_3 = 1/\sqrt{3} \quad \beta_3 = 1/\sqrt{3} \quad \gamma_3 = 1/\sqrt{3} \end{array} \quad (76)$$

Двойной поперечный эффект Погкельса основан на том, что коэффициенты оптической индикатрисы зависят не только от амплитуды электрического поля, но и от его направления.

Сечение оптической индикатрисы плоскости  $Z^l = 0$  в новых координатах можно представить в виде

$$[a_0 + 2r(E_x \beta_1 \gamma_1 + E_y \alpha_1 \gamma_1 + E_z \alpha_1 \beta_1)]x^2 + [a_0 + 2r(E_x \beta_2 \gamma_2 + E_y \alpha_2 \gamma_2 + E_z \alpha_2 \beta_2)]y^2 + 2r[E_x(\beta_1 \gamma_2 + \beta_2 \gamma_1) + E_y(\alpha_1 \gamma_2 + \alpha_2 \gamma_1) + E_z(\alpha_1 \beta_2 + \alpha_2 \beta_1)]x^l y^l = 1 \quad (77)$$

Переходя к проекциям поля  $E$  на оси  $OX^l, OY^l, OZ^l$ , получим

$$[a_0 + 6r(pE_x - qE_y)]x^2 + [a_0 + 6r(-pE_x + qE_y)]y^2 - 12r(qE_x + pE_y)x^l y^l = 1 \quad (78)$$

где  $p=\alpha_1\beta_1\gamma_1$  ;  $q=\alpha_2\beta_2\gamma_2$

Запишем уравнение в главных осях  $OX^{\parallel}$ ,  $OY^{\parallel}$  :

$$(a_0+\bar{r}E)x^{\parallel 2}+(a_0-\bar{r}E)y^{\parallel 2}=1 \quad (79)$$

где  $\bar{r}=6r\sqrt{p^2+q^2}$  ,  $E=(E_{x'}^2+E_{y'}^2)^{1/2}$

Используя условие (76) можно показать

$$\bar{r}=6r(\alpha_1^2\beta_1^2\gamma_1^2+\alpha_2^2\beta_2^2\gamma_2^2)^{1/2}=\sqrt{\frac{2}{3}} \quad (80)$$

Угол  $\theta$  поворота системы координат  $OX^{\parallel}, OY^{\parallel}$  относительно  $OX^{\perp}, OY^{\perp}$  определяется из соотношения

$$\text{Sin}2\theta = -(qE_{x'}+pE_{y'})/(q+pE)^{-1/2} \quad (81)$$

Разность фаз  $\Gamma$  между компонентами света, поляризованного по осям  $OX^{\parallel}$  и  $OY^{\parallel}$  , равна:

$$\Gamma=(2\Pi/\lambda)\sqrt{\frac{2}{3}}n_0^3rIE \quad (82)$$

Таким образом,  $\Gamma$  зависит только от величины электрического поля и не зависит от направления в плоскости (111). Направления главных осей зависят от ориентации электрического поля:

$\text{Sin}2\theta=-(q/\sqrt{p^2+q^2})\cos\gamma-(p/\sqrt{p^2+q^2})\sin\gamma=-\sin(\gamma+\psi)$  (1.113) где  $\psi=\arcsin q/\sqrt{p^2+q^2}$  постоянный угол, а

$$\text{tg}\gamma = E_{y'}/E_{x'} \quad (83)$$

При изменении соотношения между  $E_{y'}$  и  $E_{x'}$  меняется  $\gamma$  и эллипс поворачивается, причём

$$-2\theta=\gamma+\psi \quad (84)$$

Для получения амплитудной модуляции необходимо одновременно поворачивать плоскость поляризации света. Таким образом, модуляция при двойном поперечном эффекте может осуществляться как за счёт

изменения величины электрического поля, так и за счёт изменения его направления.

Этот эффект даёт возможность модулировать свет одновременно двумя независимыми сигналами с последующим разделением их в приёмнике. Модулирующие сигналы создают два взаимно перпендикулярных электрических поля. Изменение поляризации света под влиянием каждого из этих полей будет различным.

Рассмотрим случай, когда циркулярно поляризованный свет вида  $E_{x'}=E\cos\omega t$  и вида  $E_{y'}=E\sin\omega t$  распространяется вдоль  $OZ^1$ , то есть по си (111) кристалла. Выберем оси  $OX^1$  и  $OY^1$  так, чтобы  $\theta=-\gamma/2$ . Если к кристаллу в направлении  $OX^1$  и  $OY^1$  приложены два независимых сигнала  $U_a(t)$  и  $U_b(t)$ , то амплитуда напряжённости электрического поля в данный момент времени будет равна

$$E_m=(U_a^2(t)+U_b^2(t))^{1/2} \text{ и } \operatorname{tg}\gamma=U_b(t)/U_a(t) \quad (85)$$

Компоненты электрического вектора светового поля на выходе из кристалла имеют вид:

$$\begin{aligned} E_{x'} &= E[\cos(\Gamma/2)\cos\omega t - (U_a/E_m)\sin(\Gamma/2)\sin\omega t - (U_b/E_m)\sin(\Gamma/2)\cos\omega t] \\ E_{y'} &= E[\cos(\Gamma/2)\sin\omega t - (U_a/E_m)\sin(\Gamma/2)\cos\omega t + (U_b/E_m)\sin(\Gamma/2)\sin\omega t] \end{aligned} \quad (86)$$

где  $\Gamma$  – разность фаз, равная

$$\Gamma = (2\pi/\lambda)n_0^3 \sqrt{\frac{2}{3}} r_1 E_m \quad (87)$$

Первые члены в выражениях для  $E_{x'}$  и  $E_{y'}$  соответствуют несущей частоте с круговой поляризацией, совпадающей с поляризацией исходного света. Амплитуда этой компоненты уменьшена, что связано с перекачкой энергии в боковые полосы. Второй и третий члены (87) соответствуют боковым полосам с правой круговой поляризацией, отличающимися по фазе на  $90^\circ$ . Сигналы  $A(t)$  и  $B(t)$  по-разному меняют поляризацию исходного света. Оба сигнала превращают круговую поляризацию в эллиптическую.

Главные оси эллипса, соответствующего сигналу  $A(t)$ , повернуты на  $45^\circ$  к осям  $OX^1$  и  $OY^1$ , а главные оси эллипса при воздействии сигнала  $B(t)$  совпадают с осями  $OX^1$  и  $OY^1$ . Отсюда очевиден возможный метод раздельного приёма сигналов  $A(t)$  и  $B(t)$ . Если перед приёмником

расположен поляроид с плоскостью поляризации под углом  $45^0$  к оси  $OX^1$ , то интенсивность света на выходе в приёмник имеет вид

$$I=E^2\left(1\pm\frac{A(t)}{E_m}\sin\Gamma\right) \quad (88)$$

Если плоскость поляризации параллельна или перпендикулярна оси  $OX^1$ , воспроизводится сигнал  $B(t)$  и

$$I=E^2\left(1\pm\frac{B(t)}{E_m}\sin\Gamma\right) \quad (89)$$

Учитывая связь  $E_m$  и  $\Gamma$ , получим

$$I=E^2\left[1\pm A(t)\frac{2\pi}{\lambda}l\sqrt{\frac{2}{3}}n_0^3r\frac{\sin\Gamma}{\Gamma}\right] \quad (90)$$

Так как  $\Gamma$  зависит от величины обоих модулирующих сигналов, то возможно перекрёстное влияние двух каналов, которое растёт с ростом  $\Gamma$ .

Взаимное влияние обоих каналов возможно также при неточной юстировке поляроидов. Добавив в схему четвертьволновую пластинку, можно избавиться от этого. Если её поставить после модулирующего кристалла, то компоненты электрического вектора света на выходе из неё имеют вид:

$$E_{x'}=E[\cos(\Gamma/2)\cos\omega t-(A/E_m)\sin(\Gamma/2)\sin\omega t-(B/E_m)\sin(\Gamma/2)\cos\omega t] \quad (91)$$

$$E_{y'}=E[\cos(\Gamma/2)\cos\omega t+(A/E_m)\sin(\Gamma/2)\sin\omega t+(B/E_m)\sin(\Gamma/2)\cos\omega t]$$

Здесь компонента несущей линейно поляризована под углом  $45^0$  к оси  $OX^1$ , а излучение в боковых полосах линейно поляризовано под углом. Сигнал  $A(t)$  превращает линейно поляризованный свет в эллиптически поляризованный, а сигнал  $B(t)$  приводит к повороту плоскости поляризации. Приём сигнала  $B(t)$  осуществляется также, как и в отсутствие четвертьволновой пластинки, для приёма сигнала  $A(t)$  необходимо ввести перед приёмником дополнительную пластинку  $\frac{\lambda}{4}$ . Двойной поперечный эффект может быть использован для получения однополосной модуляции. Для этого сигналы  $A(t)$  и  $B(t)$  должны отличаться только сдвигом фаз на  $90^0$ .

Пусть

$$A(t)=E_m \sin \Omega t, B(t)=E_m \cos \Omega \quad (92)$$

Тогда уравнение примет вид:

$$E_x = E [\cos(\Gamma/2) \cos \omega t - \sin(\Gamma/2) \cos(\omega - \Omega)t] \quad (93)$$

$$E_y = E [\cos(\Gamma/2) \sin \omega t + \sin(\Gamma/2) \sin(\omega - \Omega)t]$$

^^^^^^^^^^^^^^    ^^^^^^^^^^^^^^^^^^^  
 левая круговая    правая боковая

Несущая имеет левую круговую поляризацию, а единственная боковая с частотой  $\omega - \Omega$  - правую.

При этом отсутствуют паразитные боковые волны при любом  $\Gamma$  и возможна полная перекачка энергии в разностную частоту, достигаемая при  $\Gamma = \pi$ . Для получения однополосной модуляции с верхней боковой следует взять модулирующий сигнал вида:

$$A(t)=E_m \cos \Omega t; B(t)=E_m \sin \Omega \quad (94)$$

С помощью двойного поперечного эффекта можно осуществить модуляцию двумя сигналами  $U_1 \sin \Omega_1 t$  и  $U_2 \sin \Omega_2 t$  так, чтобы верхняя боковая имела частоту  $\omega + \Omega$ , а нижняя -  $\omega - \Omega$ .

### 1.9 Электрооптический эффект в сегнетоэлектрических перовскитах

Кристаллы классов 4mm (BaTiO<sub>3</sub> и др.) и 3m (LiNbO<sub>3</sub>, LiTaO<sub>3</sub>) при температурах ниже точки Кюри  $T_k$  являются сегнетоэлектриками и обладают значительным линейным электрооптическим эффектом. При температурах выше  $T_k$  они переходят в параэлектрическую фазу и обнаруживают квадратичный электрооптический эффект. У кристалла класса 4mm отличны от нуля пять коэффициентов тензора  $[r_{KH}]$   $r_{13}=r_{23}$ ,  $r_{33}$ ,  $r_{42}=r_{51}$ . Уравнение оптической индикатрисы в этом случае имеет вид:

$$(a_{10}+r_{13}E_z)x^2+(a_{10}-r_{13}E_z)y^2+(a_{30}+r_{33}E_z)z^2+2r_{42}E_y yz+2r_{42}E_x xz=1 \quad (95)$$

Если электрическое поле направлено вдоль оптической оси OZ, то уравнение (95) имеет вид

$$(a_{10}+r_{13}E_z)x^2+(a_{10}-r_{13}E_z)y^2+(a_{30}+r_{33}E_z)z^2=1 \quad (96)$$

Сегнетоэлектрики – кристаллические диэлектрики, у которых в отсутствие внешнего элетрического поля возникает спонтанная

ориентация дипольных моментов частиц, входящих в состав кристаллической решетки. В результате они состоят из совокупности микроскопических доменов, поляризованных в различных направлениях. Сегнетовая соль  $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ , титонат бария  $\text{BaTiO}_3$ , дигидрофосфат калия  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  и другие могут обладать пьезоэффектом, то есть возникновением разности потенциалов при механическом воздействии.  $T_k$ :  $\text{LiNbO}_3=1470^\circ\text{K}=1197^\circ\text{C}$ ;  $\text{BaTiO}_3=393^\circ\text{K}=120^\circ\text{C}$ ;  $\text{LiTaO}_3=890^\circ\text{K}=617^\circ\text{C}$ .

При распространении света любой поляризации вдоль оси  $OZ$  происходит фазовая модуляция. Фазовая задержка равна

$$\delta = \frac{\pi}{\lambda} n_0^3 r_{13} U \quad (97)$$

Амплитудная модуляция имеет место, когда волновой вектор света перпендикулярен оси  $OZ$ . Разность фаз между компонентами света, поляризованными параллельно и перпендикулярно оси  $OZ$  равно

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} (n_0 - n_e) l + \frac{\pi}{\lambda} (n_e^3 r_{33} - n_0^3 r_{13}) U \frac{1}{d} \quad (98)$$

Эффективный электрооптический коэффициент  $\Gamma_{\text{Э}} = n_e^3 r_{33} - n_0^3 r_{13}$  растет при приближении температуры к точке Кюри. Модуляцию света можно получить так же, если электрическое поле приложить перпендикулярно оси  $OZ$ . Уравнение в этом случае имеет вид

$$a_{10}(x^2 + y^2) + a_{30}z^2 + 2r_{42}E_y yz + 2r_{42}E_x xz = 1 \quad (99)$$

При повороте системы координат вокруг оси  $OZ$  так, чтобы новая ось  $OX'$  совпала с направлением приложенного поля  $E$ , уравнение индикатрисы преобразуется в следующее

$$a_{10}x'^2 + a_{10}y'^2 + a_{30}z^2 + 2r_{42}zx'E = 1 \quad (100)$$

где  $E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$ . Угол поворота определяется из соотношения компонент поля:

$$\text{tg}\gamma = E_y/E_x \quad (101)$$

Кристаллы  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{LiTaO}_3$  принадлежат к классу  $3m$ . Это одноосные кристаллы ( $a_{10} = a_{20}$ ), у которых отличны от нуля следующие компоненты тензора  $[r_{kn}]$   $r_{13} = r_{23}$ ,  $r_{33}$ ,  $r_{42} = r_{51}$ ,  $r_{22} = -r_{12} = -r_{61}$ . Уравнение оптической индикатрисы при произвольном направлении поля:

$$(a_{10}-r_{22}E_y+r_{13}E_z)x^2+(a_{10}-r_{22}E_y+r_{13}E_z)y^2+(a_{30}+r_{33}E_z)z^2+2r_{42}E_yyz+2r_{42}E_xxz-2r_{42}E_xxy=1 \quad (102)$$

Электрооптический коэффициент селена равен  $2,5 \cdot 10^{-10}$  см/В, а для кварца  $r_{11}=0,47 \cdot 10^{-10}$ . Высокий показатель преломления селена ( $n_0=2,78$ ;  $n_e=3,58$ ) делает его весьма эффективным материалом для модуляторов. Недостатками селена являются большое поглощение света и низкое удельное сопротивление  $0,3 \cdot 10^6$  ом/см. Высокие оптические свойства кварца позволяют создавать модуляторы с относительно низким модулирующим напряжением, несмотря на малость коэффициента  $r_{11}$ , за счет больших  $l/d$ .

При наклонном падении света возможна амплитудная модуляция. Сдвиг фаз при этом для ортогональных компонент ОХ и ОУ аналогичен сдвигу фаз в кристаллах ADP, KDP.

### 1.10. Квадратичный электрооптический эффект

Линейный электрооптический эффект имеет место только в кристаллах, лишенных центра симметрии. Однако для цели модуляции могут быть успешно использованы среды, обладающие центром симметрии. В них существует квадратичный электрооптический эффект, состоящий в том, что изменение показателя преломления вещества пропорционально квадрату электрического поля.

Наименьший электрооптический эффект обладают кристаллы группы перовскитов  $ABO_3$  и жидкости – нитробензол и сероуглерод. Уравнение индикатрисы при приложении поля с точностью до членов второго порядка малости может быть записано в виде:

$$\sum_{ijkl} (1/n_{ij}^2 + r_{ijk}E_k + R_{ijkl}E_kE_l) x_i x_j = 1 \quad (103)$$

где  $i, j, k, l$  пробегает значения от 1 до 3;  $n_{ij}=0$  при  $i \neq j$ .

Член  $r_{ijk}E_k$  описывает линейный электрооптический эффект, член  $R_{ijkl}E_kE_l$  – квадратичный. Электрооптические коэффициенты  $R_{ijkl}$  являются компонентами тензора четвертого ранга, симметричными как по паре индексов  $i$  и  $j$ , так и по паре  $l$  и  $k$ ,  $R_{ijkl}=R_{jikl}$ . Поэтому они могут быть охарактеризованы двумя индексами  $m$  и  $n$ , пробегающими значения от 1 до 6.

При практически достижимых на практике полях справедливо:

$$1 \gg r_{ijk}E_k \gg R_{ijkl}E_kE_l \quad (104)$$

То есть квадратичный эффект дает малые по сравнению с линейным изменения коэффициента оптической индикатрисы. Однако, в кристаллах centrosymmetric классов и в изотропных средах, для которых  $r_{ijk}=0$ , квадратичный эффект играет основную роль. Тензор  $[R_{ijkl}]$  сильно зависит от температуры, поэтому вместо него обычно используется тензор  $[g_{ijkl}]$ , коэффициенты которого определяются соотношениями:

$$g_{ijkl} = \frac{da_{ij}}{dP_k dP_l} \quad (105)$$

где  $a_{ij}$  - коэффициенты оптической индикатрисы,  $P_k, P_l$  - компоненты вектора поляризации среды. Тензор  $[g_{ijkl}]$  слабо зависит от температуры вещества и длины волны света.

Уравнение оптической индикатрисы принимает вид

$$\sum_{ijkl} (1/n_{ij}^2 + r_{ijk} E_k + g_{ijkl} P_k P_l) x_i x_j = 1 \quad (106)$$

Квадратичный электрооптический эффект, также как и линейный электрооптический эффект может быть разделен на первичный и вторичный, связанный с деформацией кристалла за счет электрострикции. Рассмотрим квадратичный электрооптический эффект в кристаллах группы перовскитов, принадлежащих к классу  $m\bar{3}m$ , для которых отличны от нуля следующие коэффициенты  $g_{mn}$ :

$$\begin{aligned} g_{11}=g_{22}=g_{33}; \quad g_{12}=g_{21}=g_{13}=g_{31}=g_{23}=g_{32}; \\ g_{44}=g_{55}=g_{66} \end{aligned} \quad (107)$$

Уравнение оптической индикатрисы имеет вид

$$a_1 x^2 + a_2 y^2 + a_3 z^2 + 2a_4 yz + 2a_5 xz + 2a_6 xy = 1 \quad (108)$$

где

$$\begin{aligned} a_1 &= 1/n_0^2 + g_{11} P_x^2 + g_{12} (P_y^2 + P_z^2) \\ a_2 &= 1/n_0^2 + g_{11} P_y^2 + g_{12} (P_x^2 + P_z^2) \\ a_3 &= 1/n_0^2 + g_{11} P_z^2 + g_{12} (P_x^2 + P_y^2) \end{aligned} \quad (109)$$

$$\begin{aligned} a_4 &= g_{44} P_z P_y; \quad a_5 = g_{44} P_x P_z; \quad a_6 = g_{44} P_y P_x; \end{aligned}$$

Если вектор поляризации  $P$  имеет лишь одну компоненту, отличную от нуля, например  $P_z=P$ , то уравнение (108) примет вид

$$(1/n_0^2 + g_{12}P^2)x^2 + (1/n_0^2 + g_{12}P^2)y^2 + (1/n_0^2 + g_{11}P^2)z^2 = 1 \quad (110)$$

Таким образом, при наложении электрического поля вдоль оси  $OZ$  кубические кристаллы класса  $m\bar{3}m$  становятся одноосными с оптической осью, направленной вдоль оси  $OZ$ . Показатели преломления вдоль главных осей равны

$$n_x = n_y = n_0(1 - 0,5n_0^2 g_{12}P^2) \quad (111)$$

$$n_z = n_0(1 - 0,5n_0^2 g_{11}P^2)$$

В отсутствие поля жидкости – аморфные среды. При наложении поля эта среда приобретает свойства одноосного кристалла с оптической осью, направленной вдоль электрического поля. В этом случае скорость распространения света в жидкости зависит от формы его поляризации. Разность фаз на пути  $l$  между компонентами света, поляризованными параллельно электрическому полю и перпендикулярно полю, будет равна

$$\Gamma = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_e - n_o) = 2\pi B l E^2 \quad (112)$$

где  $B$  - постоянная Керра.

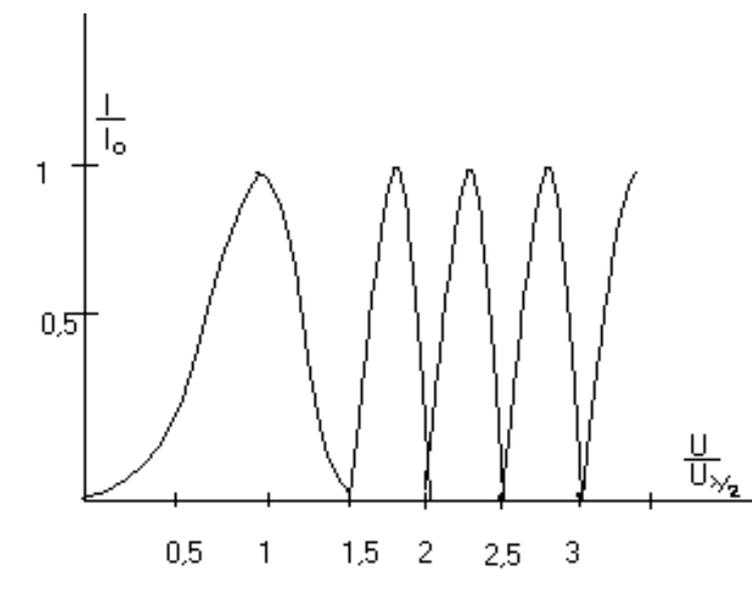


Рисунок 18 Зависимость относительной интенсивности света от  $U/U_{\lambda/2}$  при квадратичном электрооптическом эффекте

Как для перовскитов, так и для жидкостей характерна квадратичная зависимость разности фаз от модулирующего напряжения  $U$ , приложенного к соответствующей электрооптической среде, то есть

$$\Gamma \sim E^2 \sim U^2 \quad (113)$$

На рисунке 18 изображена зависимость относительной интенсивности света на выходе модулятора с квадратичной средой от  $U/U_{\lambda/2}$ :

$$I = I_0 \sin^2 \Gamma / 2 = I_0 \sin^2 [\pi / 2 (U / U_{\lambda/2})^2] \quad (114)$$

где  $U_{\lambda/2}$  - напряжение, при котором  $\Gamma = \pi$ . Полуволновое напряжение уменьшается, если к модулятору приложить дополнительное постоянное поле  $E_{\pm}$ . Чем большее поле  $E_{\pm}$ , тем меньшее модулирующее напряжение требуется для получения данной глубины модуляции. Это постоянное поле нарушает centrosymmetrichnostь кристалла.

## 2. Магнитооптический эффект. Эффект Фарадея

Оптическая активность - способность вещества изменять азимут линейно поляризованного светового луча. Она бывает естественная и искусственная. По аналогии с двулучепреломлением в среде распространяются два ортогонально поляризованных луча, показатели преломления для которых различны. В оптически активном веществе распространяются две циркулярно поляризованные волны с противоположным направлением вращения плоскости поляризации. Поляризованный, таким образом, свет можно представить в виде:

$$\bar{A} = \bar{A}_1 + j \bar{A}_2 = A_m e^{\pm j \omega t + \varphi_0} \quad (115)$$

Линейно поляризованное излучение можно представить в виде суммы ортогональных циркулярно поляризованных волн с равными амплитудами.

$$A_m e^{j \varphi} e^{j \omega t} = 0,5 A_m e^{j \omega t + j \varphi_0} + 0,5 A_m e^{-j \omega t + j \varphi_0} \quad (116)$$

В процессе распространения фазы их будут изменяться

$$\varphi_{\pm} = 2\pi \frac{l}{\lambda} n_{\pm} \quad (117)$$

где  $l$  - длина пути в среде,  $n_{\pm}$  - показатель преломления, (+) по часовой, а (-) против часовой стрелки, если смотреть в направлении распространения луча.

При выходе из среды свет представляет собой сумму:

$$A = A_m e^{i(\varphi_+ + \varphi_-)/2} \cos(\omega t + (\varphi_+ + \varphi_-)/2 + \varphi_0) \quad (118)$$

Это линейно поляризованная волна, азимут которой повернут на угол  $\theta = (\varphi_+ + \varphi_-)/2$  по отношению к входящему. Тогда можно записать:

$$\theta = 0,5(\varphi_+ + \varphi_-) = \pi \frac{1}{\lambda} (n_+ - n_-) \quad (119)$$

Можно заметить, что если  $n_+ > n_-$ , то угол поворота положителен, то есть изменение азимута произошло по часовой стрелке, если смотреть навстречу лучу. Это положительное вещество, а вещества у которых  $n_+ < n_-$  называется отрицательными.

Эффектом Фарадея называют искусственную оптическую активность, возникающую в среде под действием магнитного поля. По магнитным свойствам вещества подразделяют на три основные группы: диамагнетики, парамагнетики и ферромагнетики.

Диамагнетизм присущ всем веществам и заключается в индуцировании дополнительного магнитного момента в атомных электронных оболочках под действием внешнего магнитного поля. Наблюдается лишь тогда, когда атомы не имеют результирующего магнитного момента. Дополнительный момент направлен навстречу внешнему полю.

Парамагнетики имеют хаотическое собственное магнитное поле, которое упорядочивается под действием внешнего магнитного поля.

Ферромагнетики – вещества, в которых собственное магнитное поле может в сотни и тысячи раз превышать вызвавшее магнитное поле. Они отличаются характером взаимодействия между магнитными моментами соседних атомов. В парамагнетиках это взаимодействие слабое и при отсутствии внешнего магнитного поля  $H_0$  магнитные моменты атомов  $M$  ориентируются в пространстве хаотически. В ферромагнетиках это взаимодействие очень сильное. Даже в отсутствии внешнего магнитного поля  $H_0$  при достаточно низкой температуре это взаимодействие "выстраивает" магнитные моменты атомов в малых областях вещества вдоль выделенного направления. Эти области называются доменами. Они обладают самопроизвольной намагниченностью и, следовательно, собственными магнитными моментами. Во внешнем постоянном магнитном поле все

домены ориентируются преимущественно по направлению внешнего поля  $H_0$ , образуя суммарный момент  $M$ .

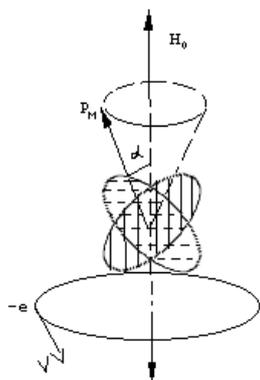
Однородное магнитное поле, в которое внесен атом, изменяет угловую скорость вращения его электронов вокруг ядра. Это изменение происходит в процессе нарастания того магнитного поля, в которое вносится атом, и является результатом возникновения индукционного вихревого электрического поля, действующего на электроны.

Если орбита электрона и вектор его орбитального момента  $P_m$  расположены относительно вектора напряженности  $H_0$  магнитного поля, как указано на (рисунок 19), то совершается прецессионное движение орбиты и вектора  $P_m$  вокруг направления  $H_0$  с угловой скоростью  $\omega_L$ - Ларморова прецессия:

$$\omega_L = \mu_0 e H / (2m) \quad (120)$$

где  $e$ - заряд электрона,  $m$ - его масса,  $\mu_0$ - магнитная постоянная.

Возникшая прецессия в результате взаимодействия электронов друг с другом и с кристаллической решеткой постепенно уменьшается и через некоторое время магнитный момент  $M$  установится точно вдоль нового направления  $H_0$  (рисунок 19,б).



а



б

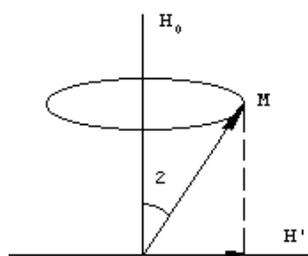


Рисунок 19 Взаимная ориентация векторов магнитного поля при наблюдении эффекта Фарадея

Если на ферромагнетик, находящийся в постоянном магнитном поле  $H_0$ , падает световая волна, распространяющаяся вдоль поля  $H_0$  (рисунок 19,в). Переменное магнитное поле этой волны  $H'$  будет периодически отклонять магнитный момент  $M$  от направления постоянного магнитного поля. Если переменное световое поле имеет круговую поляризацию, причем  $H'$  вращается по часовой стрелке вокруг  $H_0$ , то поле  $H'$  может поддерживать прецессию. Если же имеет место левая поляризация, то волна препятствует прецессии. Вследствие этого величины магнитной индукции  $B$  и магнитной проницаемости  $M$  для лево- и право-поляризованной ( $M_-$  и  $M_+$ ) различны и зависят от частоты прецессии  $\omega_L$ , а следовательно от поля  $H_0$ .  $M_- > M_+$  для ферромагнетиков.

Если свет линейно поляризован, то, как было показано выше, она может быть разложена на две волны с круговой поляризацией, которые складываясь на выходе снова создают линейно поляризованную волну. Так как  $M_+ \neq M_-$ , то коэффициент преломления  $n = \sqrt{\epsilon M}$  для этих волн и скорости  $v = 1/\sqrt{\epsilon M}$  их распространения различны.

В результате у выходящей линейно поляризованной волны азимут изменится на угол  $\theta$ , зависящий от величины  $M$  и  $\epsilon$ , а также от длины пути света в веществе. Этот эффект называется эффектом Фарадея.

Кроме представленного квантовомеханического описания этого явления, возможно и классическое его рассмотрение. Так с точки зрения классической теории электрон, находящийся во внешнем магнитном поле, подвергается воздействию силы Лоренца. Уравнения движения электрона в присутствии магнитного поля под действием оптического излучения

$$\ddot{x} + \frac{e}{m} B_m \dot{y} + \omega_0^2 x = -\frac{e}{m} A_x \quad (121)$$

$$\ddot{y} - \frac{e}{m} B_m \dot{x} + \omega_0^2 y = -\frac{e}{m} A_y$$

где  $x, y$  – координаты электрона,  $e/m$  – отношение заряда к массе электрона,  $\omega_0$  – собственная частота колебаний электрона,  $B$  – индукция внешнего магнитного поля,  $A_x, A_y$  – составляющие электрического вектора линейно поляризованной световой волны. Ось  $Z$  системы координат, в которой записано уравнение, параллельна вектору  $\vec{B}$ , излучение распространяется вдоль оси  $Z$ . Это уравнение в комплексной форме имеет вид

$$\ddot{\rho} \mp \frac{e}{m} j B \dot{\rho} + \omega_0^2 \rho = -\frac{e}{m} A_{\pm} \quad (122)$$

где  $\rho = x \pm jy$ . Правая часть уравнения описывает электрический вектор оптической волны, поляризованной по кругу.

$$A_{\pm} = A_{x\pm} + jA_{y\pm} = A_m e^{j\varphi} e^{\pm j\omega t} \quad (123)$$

Поляризация среды, связанная с действием силы Лорентца, пропорциональна  $x$  и  $y$ , то есть  $P_x = N_e x$ ,  $P_y = N_e y$ , где  $N_e$  - число электронов. При этом  $P_{\pm} = P_{x\pm} + jP_{y\pm}$ . Решая уравнение (122), можно получить выражение для вектора поляризации

$$P_{\pm} = N_e \rho_{\pm} = \frac{e}{m} \frac{N_e}{\omega_L^2 - \omega^2 \mp \frac{e}{m} B \omega} A_{\pm} \quad (124)$$

Вектор электрической индукции оптического излучения с учетом вектора поляризации имеет вид  $D_{\pm} = \epsilon_0 A_{\pm} + P_{\pm}$ . Опуская промежуточные вычисления, можно записать:

$$n_{\pm} = \left[ 1 + \frac{N_e^2}{\epsilon_0 m (\omega_L^2 - \omega^2 \mp \frac{e}{m} B \omega)} \right]^{0,5}$$

Угол поворота плоскости поляризации:  $\theta = c_{\lambda} H_m$ , где  $c_{\lambda}$  - постоянная Верде.

$$c_{\lambda} = \frac{\pi}{\lambda} \frac{n_+ - n_-}{H} = \pm \frac{\mu N_e^3}{2nm^2 c \epsilon_0} \frac{\omega^2}{(\omega_L^2 - \omega^2)} \quad (125)$$

Из (125) видно, что постоянная Верде  $\Omega_{\lambda}$  имеет сильную частотную дисперсию и резко возрастает при выполнении равенства  $\omega = \omega_L$  (рисунок 20, 21. Это условие резонансного поглощения оптической мощности. То есть эффект Фарадея для диамагнетиков резко возрастает вблизи линии поглощения. Уравнение для постоянной Верде не пригодно для описания ферро- и парамагнетиков, так как парамагнитное вращение сильно зависит от температуры. Магнитооптические эффекты в ферромагнетиках пропорциональны намагниченности. Исследования показали, что наряду с гиротропией диэлектрической проницаемости существенна также гиротропия магнитной проницаемости. Их вклады соизмеримы и составляют несколько десятков градусов на сантиметр. Опуская подробное рассмотрение, можно записать:

$$n_{\pm} = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} [1 \mp 0,5 \gamma (M + M')] \quad (126)$$

где  $\gamma$  - направляющий косинус волновой нормали,  $M$  и  $M'$ - магнитооптические параметры, пропорциональные первой степени намагниченности.

Изменение азимута:

$$\theta = \frac{\pi n_0}{\lambda} (M_1 + M_1') \gamma l \quad (127)$$

$M_1$  и  $M_1'$  сложным образом зависят от частоты света, параметры много меньше 1.

Если направление распространения электромагнитной волны совпадает с направлением намагничивания, то есть  $\gamma = 1$ , вращение плоскости поляризации максимально. Если эти направления взаимно перпендикулярны, то  $\gamma = 0$  и  $\theta = 0$ . Однако и в этом случае существуют магнитооптические эффекты первого порядка относительно  $M_1$  и  $M_1'$ , которые могут быть использованы для модуляции излучения. К таким эффектам относится Экваториальный эффект Керра. Он состоит в том, что интенсивность излучения, отраженного от ферромагнетика, зависит от его намагниченности. В этом случае вектор намагниченности направлен перпендикулярно плоскости падения.

Относительное изменение интенсивности отраженного света зависит от поляризации падающей волны. Для волны с электрическим вектором, лежащим в плоскости падения (p-волна),

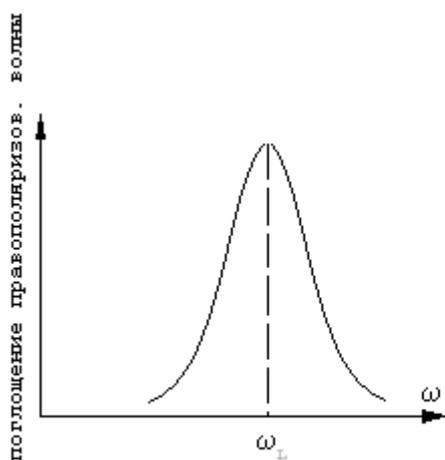


Рисунок 20 Зависимость поглощения от частоты

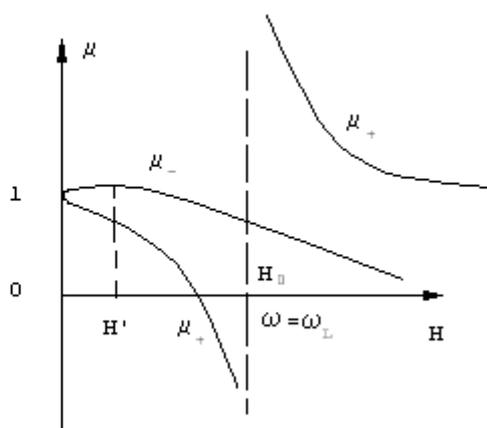


Рисунок 21 Зависимость значения магнитной постоянной от напряженности магнитного поля

$$H|_{\omega=\omega_L} = H_0$$

$$\frac{I_p - I_0}{I_0} = 2 \sin 2\beta \frac{M_1 A - M_2 B}{A^2 + B^2} \quad (128)$$

где  $A = \varepsilon_2 \cos^2 \beta - \mu_2 - \frac{\varepsilon_2 \sin^2 \beta}{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}$ ;  $B = \varepsilon_1 \cos^2 \beta - \mu_1 + \frac{\varepsilon_1 \sin^2 \beta}{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}$

$\omega$  - собственная частота колебаний электрона

здесь  $\beta$ - угол падения,  $I_0$ - интенсивность света, отраженного от ненамагниченного ферромагнетика,  $I_p$ - интенсивность света, отраженного от ферромагнетика при его намагничивании для р-волны.

Для волны, электрический вектор которой перпендикулярен плоскости падения (S- волна), относительное изменение интенсивности имеет вид:

$$\frac{I_s - I_0}{I_0} = 2 \sin 2\beta \frac{M'_1 A' - M'_2 B'}{A'^2 + B'^2} \quad (129)$$

где

$A' = \mu_2 \cos^2 \beta - \varepsilon_2 - \frac{\mu_2 \sin^2 \beta}{\mu_1^2 + \mu_2^2}$ ;  $B' = \mu_1 \cos^2 \beta - \varepsilon_1 + \frac{\mu_1 \sin^2 \beta}{\mu_1^2 + \mu_2^2}$

здесь  $I_s$  - интенсивность света, отраженного от намагниченного ферромагнетика.

Экваториальный эффект Керра невелик, и составляет в видимой области спектра для р - волны  $10^{-2}$  и  $10^{-5}$  для S-волны. Это позволяет при перемагничивании ферромагнитного зеркала получить глубину модуляции в 1%. Этот результат может быть улучшен при многократном отражении в тонких пленках. Наибольшей вращательной способностью обладают ферромагнитные соединения: железо-итриевый гранат  $Y_3Fe_5O_{12}$  и трехбромистый хром  $CrBr_3$ . Для преобразования угла поворота в амплитудные изменения интенсивности ячейку Фарадея устанавливают между поляризатором и анализатором. Если угол между плоскостями пропускания поляризатора и анализатора  $\xi$ , то после прохождения всей системы азимут изменится на угол  $\xi' = \xi - \theta$ , поэтому  $I/I_0 = \cos^2(\xi - \theta)$ . Если  $\xi = \pi/2$ , то есть поляризатор и анализатор скрещены, то  $I/I_0 = \sin^2 \theta = \sin^2 C_\lambda H l$ .

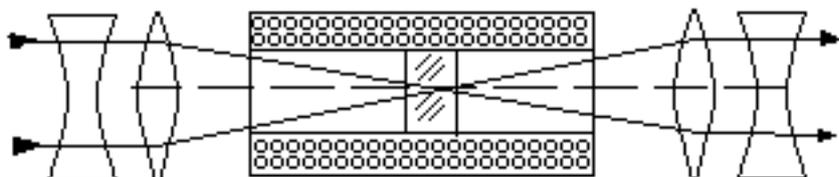


Рисунок 22 Схема установки для наблюдения эффекта Фарадея

### 3. Акустооптический эффект

При прохождении акустических волн в оптически упругих средах наблюдается изменение градиента показателя преломления по синусоидальному закону. Наблюдаемое явление фотоупругости может быть использовано для управления параметрами световой волны. Акустические волны образуют в среде фазовую решетку. Ультразвуковая волна в среде возбуждает следующие друг за другом на определенном расстоянии сжатия и разрежения среды. Расстояние между двумя сжатиями определяет длину звуковой волны в веществе или период фазовой решетки  $\Lambda$ . При сжатии и разрежении среды изменяется ее плотность,  $\alpha$ , следовательно, и показатель преломления

$$n_x = n + \Delta n \cos 2\pi f_{\text{ак}}(t - x/v_{\text{ак}}) \quad (130)$$

где  $n$ -показатель преломления невозмущенной среды,  $\Delta n$ -амплитуда изменения показателя преломления,  $f_{\text{ак}}$  - частота акустических волн,  $v_{\text{ак}} = \Lambda f_{\text{ак}}$  - скорость звука в среде,  $x$  - текущая координата. Волна создает градиент показателя преломления

$$\text{grad } n = \frac{dn}{dx} = -\frac{2\pi\Delta n}{\Lambda} \sin \frac{2\pi x}{\Lambda} \quad (131)$$

В случае бегущих акустических волн фазовая решетка движется со скоростью звука. Стоячая волна также образует фазовую решетку с периодом, равным длине волны  $\Lambda$ , при этом положение волновой решетки периодически смещается на величину  $\Lambda/2$ .

При прохождении оптического излучения сквозь среду с изменяющимся по синусоидальному закону показателем преломления возникает дифракция или рефракция света. Нормальная дифракция или дифракция Рамана-Ната возникает в том случае, если диаметр светового пучка  $D_{\text{вх}}$  будет значительно больше длины акустической волны  $\Lambda$ , угол  $\varphi$  между направлением распространения света и фронтом акустической волны будет равен нулю и отношение  $L/\Lambda$ , где  $L$ - длина пути оптического луча в акустическом поле, достаточно мало.

Если световой луч падает под углом, то наблюдается асимметрия боковых дифракционных максимумов по отношению к центральному. Если  $D_{\text{вх}} \gg \Lambda$ ,  $\varphi = \varphi_0$ ,  $L \geq L_0$ , то наблюдается дифракция только первого порядка (дифракция Брегга).

При диаметре светового пучка, значительно меньшем длины акустической волны и  $\varphi = 0$  при прохождении оптического излучения сквозь акустическое поле возникает рефракция световой волны.

$$\text{Рамана-Ната} \quad D_{\text{вх}} \gg \Lambda, \quad \varphi = 0 \quad (132)$$

$$\text{Брегга} \quad D_{\text{вх}} \gg \Lambda, \quad \varphi = \varphi_0, \quad L \geq L_0 \quad (133)$$

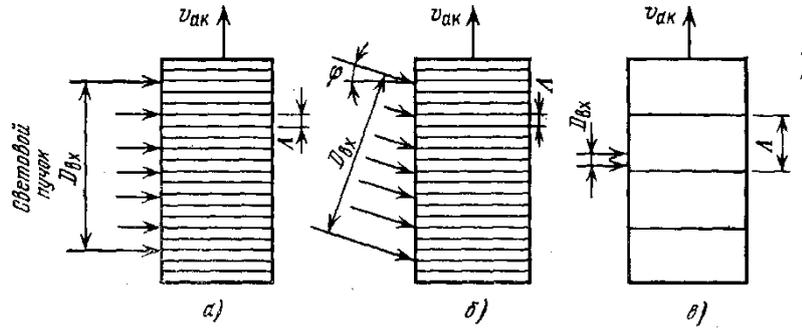


Рисунок 23 Ультразвуковые deflectоры: а — дифракционный, б — дифракционный брегговский, в — рефракционный.

При наблюдении дифракции Рамана-Ната направление световых волн перпендикулярно направлению ультразвуковых волн и ширина акустического столба в направлении распространения света достаточно мала. Изменение показателя преломления влияет только на фазу световой волны, прошедшей акустический столб, то есть среда с изменяющимся в пространстве показателем преломления представляет собой фазовую пространственную решетку. Так как скорость распространения света на несколько порядков больше скорости звуковой волны, акустический столб можно считать неподвижным.

Если при  $z = 0$  световая волна имеет плоский фронт с амплитудой  $E$ , то при  $z = L$  для бегущей акустической волны

$$E_{z=L} = E_0 \exp \{ ikL[n + \Delta n \cos(Kx - \Omega t)] \} \quad (135)$$

И для стоячей волны

$$E_{z=L} = E_0 \exp[ ikL(n + \Delta n \cos \Omega t \cos Kx) ] \Delta n \cos t \cos Kx \quad (136)$$

где  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{K}$  – волновые числа световой и звуковой волн, соответствующие волновым векторам

$$\mathbf{k} = k \eta_0 = (2\pi/\lambda) \eta_0 = (\omega/v) \eta_0 \quad (137)$$

$$\mathbf{K} = K \eta_{\text{ак}0} = (2\pi/\Lambda) \eta_{\text{ак}0} = (\Omega/v_{\text{ак}}) \eta_{\text{ак}0} \quad (138)$$

где  $\eta_0$  и  $\eta_{\text{ак}0}$  - единичные векторы, нормальные к волновой поверхности световой и акустических волн, а  $\omega$  и  $\Omega$  - угловые частоты света и ультразвука.

По известному полю на плоскости  $z = L$  можно найти поле в любой точке полупространства  $z > L$ . Диаграммы направленности излучения в дальней зоне на расстояниях, больших  $L$ , описывается интегралом вида

$$\frac{h}{\lambda} \int_{-b/2}^{b/2} \exp(ikx \sin \theta) \mathbf{E}_{z=L} dx \quad (139)$$

где  $h$  и  $b$  – поперечные размеры дифракционной фазовой решетки,  $\theta$  - угол наблюдения.

Выполнив соответствующие подстановки, можно получить для бегущей и стоячей волн соответственно

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \frac{hb}{\lambda} \exp(ikLn) \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp[i m(\Omega t - \frac{\pi}{2})] J_m(k \Delta n L) \frac{\sin[\frac{\pi b}{\lambda} (\sin \theta - \frac{m\lambda}{\Lambda})]}{\frac{\pi b}{\lambda} (\sin \theta - \frac{m\lambda}{\Lambda})} \quad (140)$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \frac{hb}{\lambda} \exp(-ikLn) \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-i) J_m(kL \Delta n \cos \Omega t) \frac{\sin[\frac{\pi b}{\lambda} (\sin \theta - \frac{m\lambda}{\Lambda})]}{\frac{\pi b}{\lambda} (\sin \theta - \frac{m\lambda}{\Lambda})} \quad (141)$$

где  $J_m$  - функция Бесселя  $m$ -го порядка.

Эти выражения определяют направления интенсивности и частоты дифракционных максимумов. Направления находятся из соотношения

$$\sin \theta_m = \frac{m\lambda}{\Lambda} \quad (142)$$

Интенсивность света в  $m$ -том дифракционном максимуме в бегущей акустической волне пропорциональна квадрату функции Бесселя  $m$ -го порядка

$$I_m = I_0 J_m^2(\Delta\Phi) \quad (143)$$

где  $\Delta\Phi$  - аргумент функции Бесселя, представляющий собой амплитуду фазовой решетки, определяющую полную разность фаз, вносимую при прохождении оптического луча через фазовую решетку,

$$\Delta\Phi = 2\pi L \Delta n / \lambda \quad (144)$$

При постоянном  $\Delta n$  интенсивности всех максимумов постоянны во времени. Частота  $m$  – го максимума равна  $\omega + m\Omega$ , то есть, сдвинута относительно частоты падающего света. Для стоячей волны

$$I_m = I_0 J_m^2(\Delta\Phi \cos \Omega t) \quad (145)$$

Если световой пучок падает на акустический столб под углом  $\varphi$ , то симметрия дифракционных максимумов нарушается. Амплитуды максимумов  $\pm 1$  порядка содержат угловые множители вида

$$A = \frac{\sin\left[\frac{\pi L}{\lambda}(\cos \theta - \cos \varphi)\right]}{\frac{\pi L}{\lambda}(\cos \theta - \cos \varphi)} \quad (146)$$

$$B = \frac{\sin\left[\frac{\pi b}{\lambda}\left(\sin \theta - \sin \varphi \mp \frac{\lambda}{\Lambda}\right)\right]}{\frac{\pi b}{\lambda}\left(\sin \theta - \sin \varphi \mp \frac{\lambda}{\Lambda}\right)} \quad (147)$$

Множитель  $A$  определяет объемные эффекты и зависит от длины акустического столба  $L$ . Множитель  $B$  определяет направления на максимумы  $+1$  и  $-1$  порядков

$$\sin \theta_{\pm 1} = \sin \varphi \pm \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (148)$$

На рисунке 24 главные максимумы в функции угла  $\theta$ , с уменьшением  $\Lambda$ , максимумы  $B_{+1}$  и  $B_{-1}$  раздвигаются, с увеличением  $L$ , максимумы  $A$  сужаются. Поэтому на высоких акустических частотах или при больших значениях  $L$  максимумы  $B_{+1}$  и  $B_{-1}$  не перекрываются с максимумом  $A$ .

Максимум  $B_{-1}$  может совпасть со вторым максимумом  $A$  при определенном выборе угла  $\varphi$  на основании соотношения

$$\sin \varphi = \frac{\lambda}{2\Lambda} \quad (149)$$

В этом случае угол падения оптического луча  $\varphi_B$  называется углом Брега, а направление максимума  $-1$  порядка находится из выражения

$$\sin \theta_{-1} = -\frac{\lambda}{2\Lambda} \quad (150)$$

Направление максимума  $+1$  порядка определяется из соотношения

$$\sin \theta_{+1} = \frac{3\lambda}{2\Lambda} \quad (151)$$

Максимумы  $\pm 1$ -го порядка имеют одинаковую интенсивность при

$$\pi L \lambda / \Lambda^2 \ll 1 \quad (152)$$

и асимметричны при

$$\pi L \lambda / \Lambda^2 \gg 1 \quad (153)$$

При выполнении этого условия интенсивности всех дифракционных максимумов, кроме максимума  $-1$  порядка, становятся пренебрежимо малыми. Это условие определяет выбор величины  $L$  при заданных значениях  $\lambda$  и  $\Lambda$ . Центральная (средняя) частота акустической волны, для которой справедливо условие Брегга, определяется углом падения светового пучка и находится из выражения

$$F_{\text{ак}0} = \frac{2n\nu}{\lambda} \sin \theta_{-1} \quad (154)$$

где  $n$  – показатель преломления активной среды,  $\lambda_0$  – длина волны света в вакууме.

Брегговская дифракция возможна до максимальной акустической частоты, определяемой углом  $\theta_{-1} = 90^\circ$ .  $f_{\text{ак max}} \leq 2n\nu_{\text{ак}}/\lambda_0$ . Комплексная амплитуда падающей на фазовую решетку световой волны после прохождения элемента  $dL$  может быть представлена в виде

$$E(z,x) = E_0 \exp(i d \Phi \sin \frac{2\pi x}{\Lambda}) \approx E_0 (1 - i d \Phi \sin \frac{2\pi x}{\Lambda}) \approx E_0 + E_0 / 2 d \Phi \exp(i \frac{2\pi x}{\Lambda}) - E_0 / 2 d \Phi \exp(-i \frac{2\pi x}{\Lambda}) \quad (155)$$

где  $d\Phi \sin(2\pi x / \Lambda)$  – фазовый сдвиг, вносимый элементом  $dL$  и изменяющийся периодически в направлении  $OX$  с амплитудой  $d\Phi$ . Отсюда видно, что возникают три составляющие световой волны, одна из которых совпадает по фазе с падающей, а две другие (побочные) отличаются по фазе на  $\pm 2\pi x / \Lambda$ . При падении волны под углом Брегга сохранится лишь волна  $0$ -го порядка (прямая волна) с первоначальной фазой и первоначальным направлением и волна  $-1$  порядка, распространяющаяся под углом  $\theta_{-1}$ . В этом случае амплитуда дифрагированной под углом  $\theta_{-1}$  волны находится из закона сохранения энергии

$$I_0 = I_{\text{пр}} + I_{-1} \quad \text{или} \quad E_0^2 = E_{\text{пр}}^2 + E_{-1}^2 \quad (156)$$

где  $I_0 = IE_0I^2$ ,  $I_{пр} = IE_{пр}I^2$ ,  $I_{-1} = IE_{-1}I^2$  интенсивности падающего, прямого и дифрагированного световых пучков.

Для амплитуд прямой и дифрагированной световых волн можно записать

$$E_{пр} = E_0 \cos \frac{\Delta\Phi}{2}, \quad E_{-1} = E_0 \sin \frac{\Delta\Phi}{2} \quad (157)$$

где  $\Delta\Phi = (d\Phi/dL)L$ .

Величина  $\Delta\Phi = 2\pi L \Delta n / \lambda$ . Интенсивность дифрагированного светового пучка по отношению к падающему (дифракционная эффективность) находится из соотношения

$$I_{-1}/I_0 = E_{-1}^2/E_0^2 = \sin^2 \Delta\Phi / 2 \quad \text{или} \quad I_{-1} = I_0 \sin^2 \Delta\Phi / 2 \quad (158)$$

Все рассмотрение проведено для изотропных сред, однако, этот эффект наблюдается и в анизотропных средах, о чем можно найти соответствующую информацию в специальной литературе.

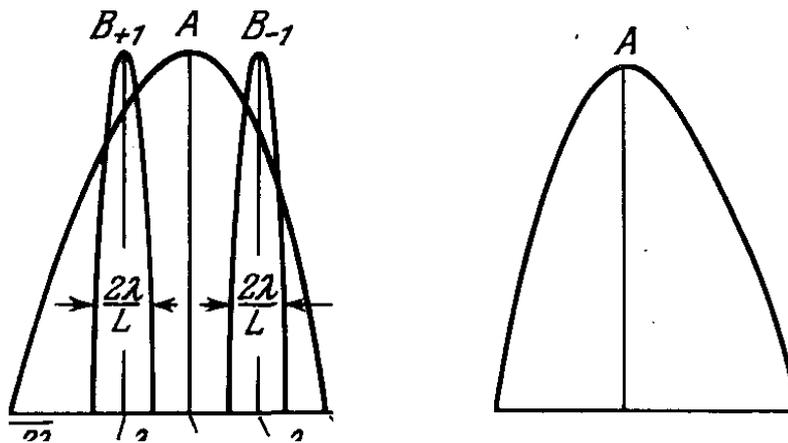


Рисунок 24 Главные максимумы А и В

#### 4. Эффект Зеемана

Расщепление спектральных линий под действием на излучающее вещество внешнего магнитного поля называется эффектом Зеемана. Наблюдаемый в спектрах поглощения эффект, получил название обратного, все его закономерности аналогичны закономерностям прямого эффекта Зеемана (наблюдаемого в линиях излучения). Открыт П. Зееманом в 1896 г.

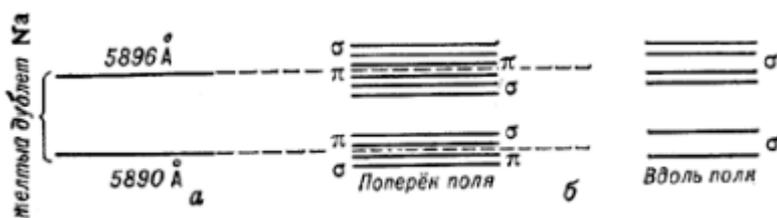


Рисунок 25 Картина расщепления двух близких спектральных линий атома натрия (жёлтого дублета Na 5890 Å и 5896 Å) в магнитном поле при наблюдении поперёк и вдоль поля;  $\pi$  - и  $\sigma$  -компоненты поляризованы различно

Различают продольный и поперечный эффект Зеемана. При наблюдении перпендикулярно магнитному полю (поперечный эффект Зеемана) все компоненты спектральной линии поляризованы линейно, часть – параллельно полю  $H$  ( $\pi$ -компоненты), часть – перпендикулярно ( $\sigma$ -компоненты).

При наблюдении вдоль поля (продольный эффект Зеемана) остаются видимыми лишь  $\sigma$ -компоненты, однако линейная поляризация их сменяется круговой (рисунок 26). Распределение интенсивности в наблюдаемой системе компонентов оказывается сложным.

Первое объяснение эффекта Зеемана было дано нидерландским физиком Х. Лоренцем в 1897 г. в рамках классической теории, согласно которой движение электрона в атоме рассматривается как гармония, колебания линейного осциллятора. По этой теории спектральная линия при поперечном эффекте Зеемана расщепляется на три компонента. Такое явление получило название нормального эффекта Зеемана, а расщепление линии на большее число компонентов - аномального эффекта Зеемана. Однако обычно наблюдается именно аномальный эффект. Исключение составляют переходы между синглетными уровнями, а также случаи сильного магнитного поля.

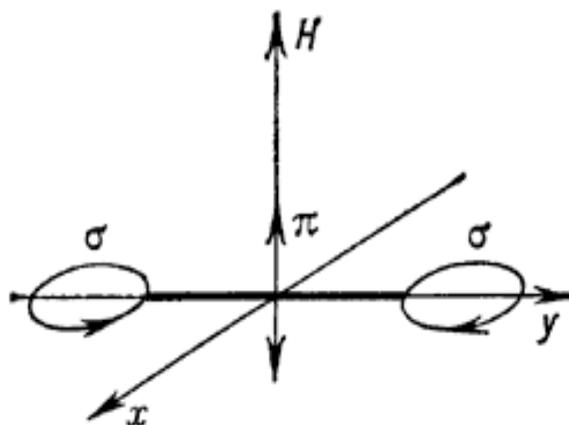


Рисунок 26 Поляризация ( $\pi$  - компонент поперечный эффект Зеемана) и  $\sigma$  - компонент продольный эффект;  $H$  - направление магнитного поля, Плоскость  $x, y$  - плоскость поляризации  $\sigma$ -компонент)

Полное объяснение эффекта Зеемана представляет квантовая теория. Квантовая система, например атом, обладает магнитным моментом, который связан с механическим моментом количества движения  $M$  и может ориентироваться в магнитном поле только определённым образом. Число возможных ориентаций равно степени вырождения уровня энергии, то есть числу возможных состояний атома с данной энергией  $E$ . В магнитном поле каждой ориентации соответствует своя дополнительная энергия  $E$ . Это приводит к снятию вырождения — уровень расщепляется на подуровни. В отсутствие внешнего магнитного поля магнитные моменты электронов ориентированы случайным образом (рисунок 27, а), и их энергия практически не отличается друг от друга ( $E_0$ ). При наложении внешнего магнитного поля магнитные моменты электронов ориентируются в поле в зависимости от величины спинового магнитного момента (рисунок 27, б).

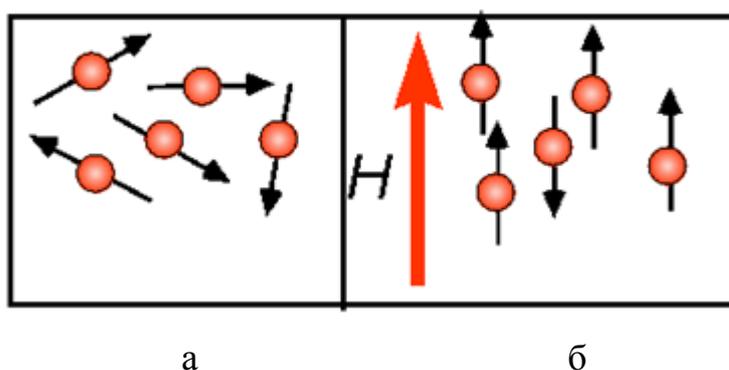


Рисунок 27 Эффект Зеемана ( $ES=+1/2$  и  $ES=-1/2$ )

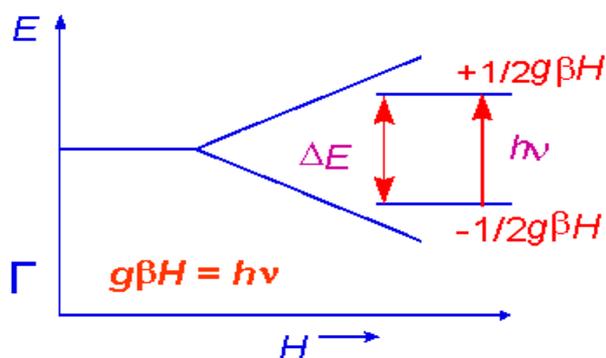


Рисунок 28 Расщепление энергетических уровней одиночных электронов в магнитном поле

Квантовые переходы между подуровнями двух уровней порождают компоненты спектральных линий. Дополнительная энергия  $E$  пропорциональна величине напряжённости поля  $H$  и различна для различных магнитных квантовых чисел и уровень энергии  $E$  расщепляется на  $2J + 1$  ( $J$ -квантовое число, определяющее значения  $M$ ) равноотстоящих зеемановских подуровней. Если для уровней  $E_1$  и  $E_2$ , между которыми происходит квантовый переход,  $g_1 = g_2$  ( $g$ -фактор), то расщепление спектральной линии в магнитном поле представляет собой зеемановский триплет. Если  $g_1$  не равно  $g_2$ , получается сложный эффект Зеемана.

Исследование картины расщепления позволяет определять характеристики уровней энергии различных атомов. Наряду с квантовыми переходами между зеемановскими подуровнями различных уровней энергии (эффект Зеемана на спектральных линиях) можно наблюдать магнитные квантовые переходы между зеемановскими подуровнями одного и того же уровня. Такие переходы происходят под действием излучения частоты

$$\nu = \frac{\delta}{h} \quad (159)$$

где  $h$  — Планка постоянная).

В обычных магнитных полях частоты таких переходов соответствуют диапазону сверхвысоких частот. Это приводит к избирательному поглощению радиоволн, которое можно наблюдать в парамагнитных веществах, помещенных в постоянное магнитное поле. Расщепление уровней обусловлено тем, что с механическим моментом  $M$  связан магнитный момент  $\mu$

$$\mu = \mu_B g_M, \text{ где } \mu_B = eh/2mc \quad (160)$$

где  $e$ ,  $m$  - заряд и масса электрона, ( $\mu_B$  - магнетон Бора, а  $g$  - т.н. фактор Ланде.

Взаимодействие магнитного момента  $\mu$  с полем  $H$  изменяет энергию уровня. Величина этого взаимодействия зависит от взаимной ориентации  $\mu$  и  $H$ . Вектор  $M$  в магнитном поле может иметь  $2J+1$  ориентаций, при которых его проекция  $J_H=M$ , где  $M$  - магнитное квантовое число. Оно принимает значения  $0, +1, \dots, +J$ . Столько же значений может иметь проекция  $\mu_H$  магнитного момента  $\mu$  на направление  $H$ . Поэтому уровень расщепляется на  $2J+1$  компонент. Изменение энергии  $\delta_\epsilon$  каждого компонента (по отношению к энергии уровня в отсутствие поля) с учётом (160) равно:

$$\delta_\epsilon = -\mu_H H = \mu_B g_M H \quad (161)$$

Механический момент атома складывается из орбитального момента  $L$  и спинового момента  $S$ :  $J=L+S$ . Аналогично магнитный момент:

$$\mu = \mu_L + \mu_S \quad (162)$$

Величина  $\mu_L$  подобна магнитному моменту тока, образованного орбитальным движением электронов в атоме, и равна  $-\mu_B L$ . С величиной  $\mu_S$  дело обстоит сложнее, так как спиновый момент  $S$  связан с внутренней характеристикой электронов, а не с их движением.

Как следует из эксперимента (а также из релятивистской квантовой теории Дирака),  $\mu_S = -2\mu_B S$ , то есть на единицу спинового момента приходится вдвое больший магнитный момент. Таким образом, полный магнитный момент

$$\mu = -\mu_B(L+2S) = -\mu_B(J+S) \quad (163)$$

Вектор  $\mu$  прецессирует вокруг вектора  $J$ , так что в среднем он направлен вдоль  $J$ , а его величина определяется по формуле (160). Согласно расчётам на основе квантовой механики, фактор Ланде

$$g = 1 + [J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)] / 2J(J+1) \quad (164)$$

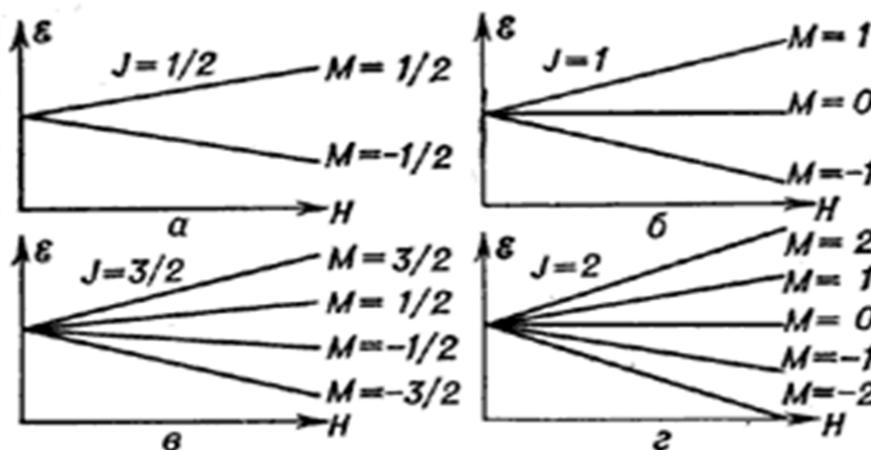


Рисунок 29 Зависимость расщепления уровней энергии от напряжённости магнитного поля: а - при  $J=1/2$ , б - при  $J= 1$ , в - при  $J=3/2$ , г - при  $J= 2$ ,  $M$  - магнитное квантовое число.

На рисунке 29 показаны примеры зеемановского расщепления некоторых уровней. Смещение частот компонент линий равно:

$$\delta\nu = \frac{\mu_B H}{h} (g_2 M_2 - g_1 M_1) \quad (165)$$

Изменение квантового числа  $M$  определяется правилом отбора

$$\Delta M = M_2 - M_1 = 0, \pm 1 \quad (166)$$

Всевозможные переходы, удовлетворяющие этому правилу, дают зеемановскую структуру линии. В общем случае значения фактора Ланде различны для верхнего и нижнего уровней, переход между которыми образует спектральную линию. Таким образом, переходы с различными  $M_1$  дают разные  $\delta\nu$  даже при одинаковом  $\Delta M$ . В результате получается сложная картина, аномальный эффект Зеемана. Если у верхнего и нижнего уровней

$$S=0, \text{ то } J=L, g=1, \delta\nu = \frac{\mu_B H \Delta M}{h} \quad (167)$$

то есть оказываются возможными всего три разных  $\delta\nu$  (три линии). Переходы между уровнями с  $\Delta M = 0$  дают центральную  $\pi$ -компоненту, а с  $\Delta M = \pm 1$  – смещённые  $\sigma$ -компоненты. Возникает нормальный эффект Зеемана. Сходная картина получается в частном случае, когда  $g_1=g_2$ .

В сильном поле  $H$  связь  $L$  и  $S$  нарушается, оба вектора начинают независимо друг от друга прецессировать вокруг направления  $J$  с проекциями  $M_L$  и  $M_S$ . Нарушение связи имеет место в случае, когда зеемановское расщепление становится больше тонкой структуры, то есть  $J$ -структуры уровня  $LS$ . При этом

$$\mu_H = (M_L + 2M_S)\mu_B \quad (168)$$

Правило отбора для  $\Delta M_L$  такое же, как для  $\Delta M$ , а  $\Delta M_S = 0$ . Поэтому

$$\mu_H \delta\nu = \frac{\mu_B H M_L}{h} \quad (169)$$

и опять проявляется нормальный зеемановский эффект. В данных условиях каждая зеемановская компонента имеет тонкую структуру (подобно  $J$ -структуре уровня  $LS$ ). Компоненты этой структуры характеризуются значением величины

$$M_L M_S \quad (170)$$

Переход от аномального к нормальному зеемановскому эффекту. в сильном поле называется эффектом Пашена-Бака. При переходе нарушается линейная зависимость смещения от поля. Для различных линий эффект возникает при разных величинах магнитного поля.

## Список литературы

1. Белянкин Д.С., Петров В.П. Кристаллооптика. – М.: Госгеолтехиздат, 1951.
2. Лодочников В.Н. Основы кристаллооптики. – М.: Госгеолтехиздат, 1947.
3. Флинт Е.Е. Начала кристаллографии. – СПб, 1961.
4. Ребрин Ю. К. Управление оптическим лучом в пространстве. – М: Сов. радио, 1977. – 336 с.
5. А.Н. Андреев, Е.В. Гаврилов, Г.Г. Ишанин и др. Оптические измерения. – М.: Университетская книга; Логос, 2007. — 416 с.
6. Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников / Ю. И. Уханов. – М.: Наука, 1978.
7. Епифанов Г. И. Физика твердого тела. – СПб: Лань, 2010. – 287 с.
8. Василевский А. С. Физика твердого тела. – М.: Дрофа, 2010. – 210 с.

## Содержание

1. Электрооптический эффект в кристаллах.....	3
1.1 Кристаллографические и кристаллофизические координатные системы.....	3
1.2 Оптические свойства кристаллов .....	4
1.3 Электрооптические эффекты .....	8
1.4 Применение кристаллов ADP и KDP для целей модуляции .....	18
1.5 Однополосная модуляция и сдвиг частоты света .....	24
1.6 Преобразование фазовой модуляции света в амплитудную.....	26
1.7. Электрооптический эффект в кубических кристаллах.....	30
1.8 Двойной поперечный эффект Погкельса.....	32
1.9 Электрооптический эффект в сегнетоэлектрических перовскитах ....	36
1.10. Квадратичный электрооптический эффект .....	38
2. Магнитооптический эффект. Эффект Фарадея.....	41
3. Акустооптический эффект .....	48
4. Эффект Зеемана .....	53
Список литературы.....	59

**Миссия университета** – генерация передовых знаний, внедрение инновационных разработок и подготовка элитных кадров, способных действовать в условиях быстро меняющегося мира и обеспечивать опережающее развитие науки, технологий и других областей для содействия решению актуальных задач.

---

## **КАФЕДРА СВЕТОВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ**

Кафедра организована в 1988 году в период активного развития оптоэлектроники как компонентной базы высокоскоростных систем передачи и обработки информации и ее выделения в самостоятельную область науки, техники и производства. Первоначальное название кафедры - кафедра твердотельной оптоэлектроники.

Специалисты кафедры обладают большим опытом научной, преподавательской и производственной деятельности, кафедра имеет оснащенные учебные и научные лаборатории.

Выпускники кафедры получают специальную подготовку по прикладной и физической оптике, физике твердого тела, полупроводниковой оптической технике, оптическим методам передачи и обработки информации, оптико-физическим измерениям, лазерной технике, волоконной и интегральной оптике, электронике, компьютерным технологиям, оптико-электронным средствам массовой информации, экологии, иностранному языку, экономике, менеджменту и другим.

В 2015 году с целью достижения задачи попадания в 100 лучших ВУЗов Мира произошла реорганизация Университета, в результате кадровый состав кафедры пополнился ведущими российскими специалистами в своих областях, и кафедра получила современное название кафедра Световых технологий и оптоэлектроники.

Алексеев Сергей Андреевич  
Белов Николай Павлович  
Матвеев Николай Вадимович  
Нагибин Юрий Тихонович  
Прокопенко Виктор Трофимович  
Смирнов Юрий Юрьевич  
Трофимов Владимир Анатольевич  
Шерстобитова Александра Сергеевна  
Яськов Андрей Дмитриевич

## **Методы управления параметрами световой волны. Конспект лекций.**

### **Учебное пособие**

В авторской редакции

Редакционно-издательский отдел Университета ИТМО

Зав. РИО

Н.Ф. Гусарова

Подписано к печати

Заказ №

Тираж

Отпечатано на ризографе

**Редакционно-издательский отдел  
Университета ИТМО  
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49**